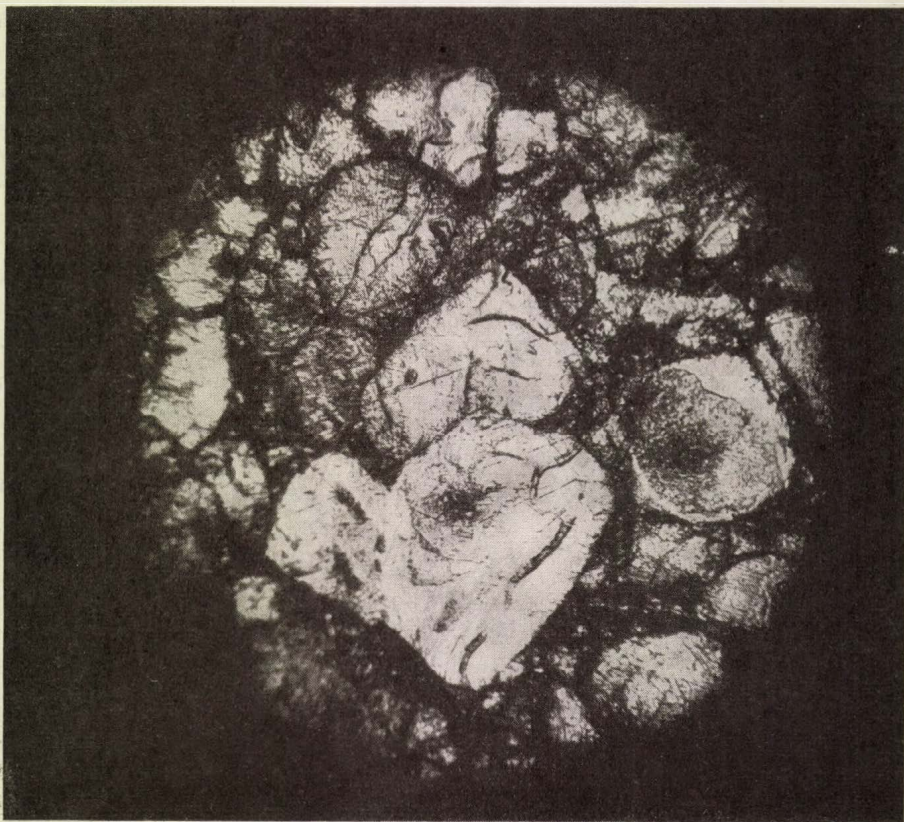


FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



1.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zalán, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V., József nádor tér 1) és bármely postahivatalnál. Csekkszámlaszám: egyéni 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás az M N B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Bujdosó Ernő: Károly Irén fizikai munkássága

Morlin Zoltán: Kristálynövekedés szilárd fázisban

P. A. Cserenkov: A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék sugárzása és e sugárzás néhány alkalmazási lehetősége a kísérleti fizikában

Flórián Endre: A Van Allen öv

Hraskó Péter—Kosály György: A termikus reaktorok fizikai elmélete I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Vermes Miklós: A fizika középiskolai tantervéről

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

INHALT

Э. Буйдошю: Деятельность Ирен Карой в области физики

З. Морлин: Кристалловый рост в твердой фазе

П. А. Черенков: Радиация частиц, перемещающихся со скоростью, превышающей скорость света и возможность её применения в экспериментальной физике.

Э. флориан: Зона Ван Аллена

П. Храшко и Дь. Кошай: Физическая теория термических реакторов. I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

E. Bujdosó: Das physikalische Lebenswerk von Irén Károly

Z. Morlin: Kristallwachstum in fester Phase

P. A. Tscherenkow: Die Strahlung von Teilchen mit Überlichtgeschwindigkeit und einige Anwendungsmöglichkeiten dieser Strahlung in der Experimentalphysik

E. Flórián: Die „Van Allensche“ Zone

P. Hraskó—Gy. Kosály: Die physikalische Theorie der thermischen Reaktoren I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: NaCl-porból 10 000 kgem² nyomással 100 C°-on préselt henger csiszolt, maratott felülete. A kiindulási anyag átlagosan 8—10 mikron átmérőjű szemcséi a rekristallizáció eredményeképpen jelentősen megnöttek (nagyítás 200×).

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. X. 5. Példányszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, — 60/50195 — Felelős vezető: Bernát György

A FIZIKAI SZEMLE X. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

TUDOMÁNYOS CIKKEK

Antigravitáció	163
Az 1960. évi Lenin-díjasok	236
Barta György: A Földmágnességgel kapcsolatos kutatásokról	291
Ifj. Bartha Lajos: A bolygók mágneses tere	150
M. de Broglie	347
Berkes István—Keszthelyi Lajos: Atommagnívók élettartamának mérése	262
Bíró Gábor: A hő problémája	165
Bozóky László: Egyéni dózismérők	237
Bujdosó Ernő: Károly Irén fizikai munkássága	3
Bodó Zalán—Weiszbürg János: Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei I., II. 150, 179	179
Bozóki György—Gombosi Éva: Magkölcönhatások viselkedése extrém nagy energiáknál	173
Evva Ferenc: A látens kép elméletének újabb fejlődése	131
P. A. Oserenkov: Fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék sugárzása	13
Fejér Lipót	52
Farkas István—Farkasné Jahnke Mária: Az atomenergia felhasználásának közeli perspektívái	79
Farkas Istvánné—Mészáros Magda: IV. Diszlokációs vizsgálatok röntgendiffrakciós és elektronmikroszkópos módszerrel	365
Flórián Endre: Van Allen öv	18
Fodor Ilona: Az atommagok Coulomb gerjesztése	141
I. M. Frank: Töröközegekben mozgó fényforrások optikája	298
Gadó Pál: Kristályszerkezeti modellek a szilárdtest kutatásban	328
Gallai Tibor: Erők összetételének paralelogrammaszabálya	59
Györgyi Géza: Fényhullámok dinamikájáról	337
Gyulai Zoltán: Reális kristályok szerkezete	281
Horváth János: I. Kooperatív jelenségek	282
Horváth János: Reális gázok állapotegyenlete	195
G. Heber: A kvantumelmélet néhány filozófiai szempontból fontos eredménye	333
Hédervári Peter: Mágneses módszer a Földtörténeti kutatás szolgálatában	114
Horváth Árpád: Újjáéled az egysarki dinamo	355
Horváth János: Fizikai terek klasszikus elmélete és a tér geometriai szerkezete	35
Hraskó Peter—Kosály György: A termikus reaktorok fizikai elmélete I., II., III., IV. 26, 53, 71,	117
Jeszenszky Béla—Hartmann Ervin: III. Diszlokációk	340
Károlyházi Frigyes: A téridő szerkezete	269
Kardos Ferenc: Káprázást csökkentő fényforrás	304
Kiss József: II. Színcentrumok alkali-halogenid kristályokban	309
Kiss István: Fázisegyensúlyok és izotópszétválasztás	230
M. Laue	227
M. Laue: Ludwig Lange	228
Lukács Gyula: Metrológia	76
Mátraine Zemplén Jolán: A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I., II. 213,	244
Matók Györgyné: A primer áramforrások fejlődési irányai	358
Morlin Zoltán: Kristálynövekedés szilárd fázisban	7
Marx György—Szabó János: A fotonrakéta jelentősége	206
Novobátzky Károly: Tehetetlenség és gravitáció	259
R. Plass: A hullók idő fogalma	123
C. F. Powell: A kozmikus sugárzás eredete	105
C. V. Raman: Huygens és a fény hullámelmélete	202
Radványi László: A zenei hangrendszer szemléletes ábrázolása	82
S. Smith: Stroncium 90	275
L. I. Szedov: A Holdrakéták pályáiról	241
Szalay Sándor: Radioaktív anyagok a légkörben és természetes vizekben	101
Szalay Sándor: A mesterséges radioaktivitás felfedezése és hatása a tudományos kutatás fejlődésére	67
Sinka József: Az eddigi mesterséges égítetek áttekintése	42
Tizenöt esztendő	99

Tábori Gabriella: Fényesövek fizikája.....	111
I. E. Tamm: A nagyenergiájú részek fizikájáról	148
I. E. Tamm: A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó rendszerek sugárzásának általános tulajdonságai ..	323
Üzenetek a világűrben	335
Fényhullámok dinamikájáról	337
J. B. Zeldovics: Az elemi részek töltése;.....	86

A FIZIKA TANÍTÁSA

Bodócs István: Sűrítők áramviszonyainak vizsgálata ködfénylámpával	220
Holics László: A fizika középiskolai tantervéről	182
Illes Ferenc: Alfa részek Rutherford szóródásának vizsgálata atommagokon	318
László Tihamér: Indukciós elvű mérőműszerek csengőtranszformátorból.....	92
László Tihamér: A fajlagos elektrontöltés mérésének egy egyszerű és szemléletes módja a magnet ron-módszer alapján.....	94
H. Macke: A Drezdai Technische Hochschule magtechnikai fakultása	91
Prohászka Kamill: Az elektromosságtani mértékrendszerek.....	315
Szimán Oszkár: Az első magyar nyelvű könyv az elektromosságról.....	252
Vermes Miklós: A fizika középiskolai tantervéről.....	30
Vermes Miklós: Egyszerű kísérletek a diffúzió megfigyelésére.....	375
J. Werle: Elméleti fizikusok képzése Lengyelországban.....	219

KÖNYVSZEMLE

A kolozsvári Babes és Bolyai egyetemek közleményei	159
A Természettudományi Közlöny 1959. évfolyama.....	223
Csillagászati Évkönyv	159
S. Dushman: A vákuumtechnika tudományos alapja;.....	63
Fényes Imre—Nagy Miklós: Mikrofizika.....	222
Gombás Pál: Statistische Behandlung des Atoms.....	96
W. Heitler: A sugárzás kvantumelmélete.....	125
S. Heym: A kozmosz korszaka.....	319
L. Infeld: Einstein.....	125
Keszthelyi Lajos: Atomok és atomi részecskék.....	124
R. Schuder: A boszorkány fia	287
Száva István: A szirakuzai óriás.....	320
Új Magyar Lexikon	318

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A külföld hírei.....	158
A VII. Magyar Fizikus Vándorgyűlés.....	376
A középiskolai fizikatanárok III. országos ankétja.....	317
A Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Tanszéke.....	62
A Tudományos Munkások Világszövetsége memoranduma.....	31
Bell Bela: Az aerológia magyarországi fejlődése.....	187
Egyesületi előadások	127, 378
Eötvös emléktábla avatása	12
1959. évi Bródy- és Schmid-díjasok.....	157
1959. évi Eötvös-verseny	61
Fizika rovat a Középiskolai Matematikai Lapokban.....	126
Optikai konferencia.....	379
Szilárdtest Fizikai Kollokvium.....	156
Szerkesztőségi problémák.....	31
Tanári továbbképző előadások	122
A Vegyészkonferencia Spektroszkópiai szekciója	190

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL..... 32, 64, 96, 127, 159, 191, 224, 255, 352, 378

A FIZIKAI SZEMLE 1—10 ÉVFOLYAMÁNAK EGYESÍTETT TARTALOMJEGYZÉKE..... 381

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

1. szám

1960. január

Károly Irén fizikai munkássága

A XIX. század fizikai vonatkozású felfedezéseinek sorát a század utolsó tizedében a Röntgen-sugarak felfedezése zárta le. 1895. november havában ismerte fel Röntgen e nagy áthatóképességű sugarakat. A tárgyra vonatkozó első dolgozata *Über eine neue Art von Strahlen* címen 1896. január elején jelent meg Würzburgban. Híres előadását az új sugarakról 1896. január 23-án tartotta meg a német Orvosi-Fizikai Társaságban. Ezen az előadáson nevezték el az új sugarakat Kolliker német anatómus javaslatára Röntgen-sugaraknak.

A nagyjelentőségű felfedezés természetesen világszerte nagy érdeklődést keltett. Ahol arra mód és alkalom kínálkozott, hamarosan foglalkozni kezdtek vele. Így volt ez hazánkban is.

Röntgen kísérleteiről *Károly Irén* nagyváradi gimnáziumi tanár valószínűleg Röntgen említett dolgozatából és Klupathy Jenőnek a Matematikai és Fizikai Társulatban 1896. január 16-án megtartott előadásából szerzett részletesebb tájékozódást. A továbbiakban azonban saját leleményessége és a kísérletezésben való nagy jártassága volt segítségére. Első kísérleteiről a Tiszántúl c. nagyváradi napilap számol be. A pársoros híradásból kitűnik, hogy *Károly Irén* kutyalábakról és békacsontvázakról készített Röntgen-felvételeinek napról-napra sok bámulója volt. A csodálatos képek azonban nemcsak bámulatba ejtették a szemlélőt, de feltárták előtte az újfajta sugarak használhatóságát is, elsősorban az orvostudományban. Rövidesen felmerült annak gondolata, hogy társadalmi úton, gyűjtéssel kellene egy orvosi célokra is alkalmas Röntgen-laboratórium anyagi alapjait biztosítani. A tervet a nagyváradi társadalom örömmel fogadta és elhatározta, hogy a szükséges eszközök költségeinek előteremtésére gyűjtést indítanak.

A laboratórium céljaira csakhamar 1580 Ft gyűlt össze, ami ebben az időben igen jelentős összeg volt. Hogy a gépek és eszközök kifogástalanok, a célnak teljesen megfelelőek legyenek, *Károly Irén* saját költségén 1896. szeptember havában néhány hetes tanulmányútra Németországba indult. Ez alkalommal megnézte a híres nürnbergi kiállítást, meglátogatta Röntgent Würzburgban és részt vett a német orvosok és természettudósok Frankfurtban tartott nagygyűlésén,

ahol Röntgen-készülékek és felvételek is bemutatásra kerültek. Berlinben több fizikai eszközt készítő cég telepét látogatta meg, majd Chemnitzbe utazott, hogy Max Kohl gyártelepét és az ott készülő legjobb minőségű Ruhmkorff-féle induktorokat megnézzé. Itt mindjárt meg is rendelt egy 50 cm ütőtávolságú hatalmas induktort, továbbá egy forgóhiganyos áramszaggatót. Majd Berlinbe visszatérve megvásárolta a szükséges transzformátort, ellenállást, ampér- és voltmérőket, 10 drb Crookes-féle csövet, a szükséges állványokat és ernyőt.

Így 1896. december 12-ére sikerült a nagyváradi gimnáziumban berendeznie az ország első orvosi célra is alkalmas, tökéletesen használható és Németország legjobb laboratóriumaival egy szinten álló Röntgen-laboratóriumát. E laboratóriumban orvosi megkeresésre felvételeket készített betegekről minden díjazás nélkül, teljesen ingyen. A betegektől kapott adományt a laboratórium fejlesztésére fordította.

Károly Irén a Röntgen-sugarakkal való foglalkozás alkalmával szerzett gazdag tapasztalatait előadásaiiban is felhasználta. A Matematikai és Fizikai Társulat közgyűlésén 1906. április 28-án a Röntgen sugarak különböző tulajdonságait ismertette, és mint a kolozsvári egyetem magántanára 1908-tól kezdődően több ízben hirdetett a Röntgen-sugarak köréből speciális kollégiumot.

A fizika másik területe, amellyel *Károly Irén* igen szívesen foglalkozott, az elektromágneses hullámok elmélete. Az elektromágneses hullámok tanulmányozását még századunk elején is a Branly által feltalált kohérer tette lehetővé. Ma már az elektronsó a kohérer alkalmazását teljesen kiszorította, csak történelmi jelentősége van. Eredetileg a kohérer fémlektrodák között üvegcsőben elhelyezett fémreszelékekből állott. Az elektrodákhoz kötött egyenáramú forrásból a fémreszeléken át rendes körülmények között a reszelék igen nagy ellenállása miatt nem megy áram. Amikor azonban elektromágneses hullám éri a reszeléket, a nagy elektromos ellenállás csökken és áram folyik át a kohérer áramkörén. A kohérer tehát alkalmas elektromágneses hullámok jelenlétének a kimutatására. Ha a fémreszeléket alkalmas módon megrázzuk, az ismét viszszanyeri korábbi nagy ellenállását.

A drótnélküli távíró első éveiben az elektromos rezonancia, az elektromos sugárzások tanulmányozására, valamint a gyakorlatban a drótnélküli távíró üzemből is rendkívül elterjedten használták. A fémreszeléket és az elektródokat a legkülönbözőbb módon változtatták.

Az ilyen fémdarabkákból álló ún. több kontaktusú kohérereknek az volt a hátránya, hogy kifáradtak. Hosszabb használat után nem reagáltak sem olyan erősen, sem olyan pontosan, mint kezdetben. Ezért Lodge, majd Taylor angol fizikusok ún. egykontaktusú kohérereket készítettek. Ezeknek azonban többek között az volt a hátrányuk, hogy a legkisebb mechanikai rázkódásra elvesztették érzékenységüket és újbóli beállításra volt szükség.

Ezeket a hátrányokat küszöbölte ki Károly Irén egykontaktusú kohérere. A Károly Irén-féle egykontaktusú kohérer 2 db 2 cm hosszú és 2 mm átmérőjű alumínium drótból áll. E drótok egyik vége 6 mm hosszú kaucsukból készült henger alakú foglalatban van, a másik vége közelében erősítik rá az áramkör huzalát. E kohérer üzembehelyezése előtt mikrométer csavar segítségével igen nagy érzékenységre beállítható.

Mint már említettem is, Branly kísérlete óta a kohérert nemcsak gyakorlati téren, hanem a tudományos életben is napról-napra újabb és újabb irányban értékesítették a múlt század végén és századunk elején. Éppen ezért számos vizsgálatot végeztek arra vonatkozóan is, hogy a kohérer működését a különböző fizikai tényezők hogyan befolyásolják.

Leppin és Aschkinass német fizikusok pl. a múlt század végén azt tapasztalták, hogy az elektromos hullám hatására ellenállásában megkisebbedett kohérer magasabb hőmérséklet hatására eredeti nagy ellenállását visszanyeri. Ezt a jelenséget a fémreszelékeknek, mint elektromos vezetőeknek, a hőmérsékletemelkedéssel járó ellenállás nagyobbodásával magyarázták.

Károly Irén is végzett erre vonatkozóan kísérleteket és azt találta, hogy nemcsak a hőmérsékletemelkedés, hanem a hőmérsékletcsökkenés hatására is visszanyeri eredeti nagy ellenállását a kohérer.

A 60 cm hosszú, 4 mm átmérőjű rézdarabkákkal megtöltött kohérer ellenállását egy kis Wimshurst-féle gép elektromos hulláma által kisebbitette meg 5 m távolságból. Az így ellenállásában megkisebbedett kohérert néhány csepp éterrel lehűtötte és azt találta, hogy a hőmérsékletcsökkenés hatására a kohérer eredeti nagy ellenállását visszanyerte. Ugyanezt a csövet később különböző nagyságú és minőségű fémdarabkákkal töltötte meg, majd egykontaktusú kohérert használt, és az eredmény következetesen ugyanaz maradt.

E kísérletekkel ő azt látta igazolva, hogy a hőmérsékletváltozással járó ellenállásnövekedést nem a kohérert alkotó fém ellenállásváltozása okozza, hanem a fémreszeléknek a hőmérsékletváltozással járó mozgása, a merev helyzet megváltozása.

További kísérleteivel azt is igazolta, hogy a pára, a nedvesség a kohérer ellenállását csökkenti. Két kötőtűt 0,1 mm távolságra közelített egymáshoz, a kohérer az elektromos hullámokra nem reagált. Ha azonban a két kötőtűre reálehelt úgy, hogy a vízpára a kötőtűket áthidalta, a kohérer az elektromos hullámokra azonnal reagált.

A századfordulón Drude és Coolidge, de mások is vizsgálták a vízre érkező elektromos hullámok viselkedését. E vizsgálatokból egyesek azt a következtetést vonták le, hogy a víznek nagy a reflexiója, de nincs elnyelő képessége, vagy oly kicsiny, hogy nem lehet kimutatni. Mások szerint a víz elnyelő képessége igen nagy, ismét mások a víznek anomális abszorpciót tulajdonítottak, vagyis, hogy a rezgésszám nagyobbodásával a víz elnyelő képessége is nagyobbodik. Károly Irén figyelmét nem kerülte el a probléma. Idevonatkozó kísérletei azt igazolták, hogy a tiszta víz elnyeli az elektromos hullámokat, az elnyelő képesség csökken a hullámhossz növekedéssel, tehát a víz elnyelő képessége anomális.

További kísérleteivel, amelyeket mindig a saját maga által tervezett és összeállított berendezéssel végzett, ő is igazolta, hogy a fémek és elektrolitek az elektromos hullámokat vezetik, míg a szigetelők nem vezetnek, de átbocsátják az elektromos hullámokat.

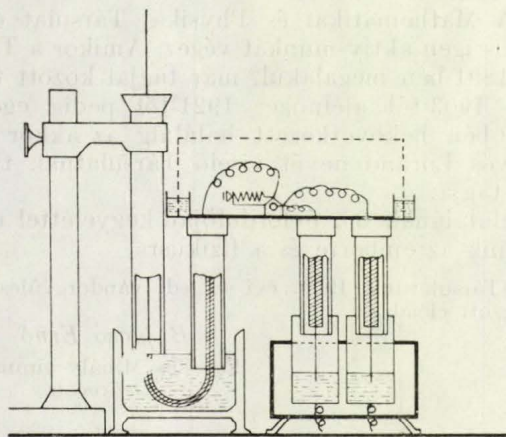
A század elején különös gonddal és alapos-sággal vizsgálta meg az elektrolitek vezetőképességét. Eredményeiről a Tudományos Akadémia III. osztályának 1904. május 16-án tartott ülésén számolt be.

Az elektrolitek vezetőképessége és abszorpciója közti összefüggés kísérleti igazolásával korábban Thomson és Nordmann foglalkoztak és igyekeztek megállapítani azt a folyadék réteget, amelyen az elektromos hullámok még keresztülhaladnak. Thomson kör alakú vibrátora és rezonátora közé tett elektroliteken kutatta azt a folyadék vastagságot, mely éppen elegendő arra, hogy a rezonátor szikráját kioltsa. Kísérleti adataiból arra következtetett, hogy a különböző elektroliteknek más és más átbocsátó vastagságai a folyadékok specifikus ellenállásával állanak arányban. Nordmann kísérletei szintén ezt igazolták, de szerinte a különböző elektrolitek hullámátbocsátó vastagsága kisebb mértékben növekszik, mint ahogyan azt az elektrolitek specifikus ellenállásának növekedése megkívánja.

Maxwell az elektromágneses fényelmélet általános egyenletéből a „Z” vastagságú és $\frac{1}{R}$ vezetőképességű folyadékon áthaladt hullám intenzitását $C^{-KZ} \frac{1}{R}$ kifejezéssel szemlélteti, Poincaré pedig a $C^{-KZ} \sqrt{\frac{1}{R}}$ kifejezéshez jut.

Annak kísérleti igazolását, hogy a Maxwell-vagy a Poincaré-féle kifejezés állapítja-e meg helyesen az elektrolitek hullámátbocsátó képessége és specifikus vezetőképessége közti viszonyt,

hazánkban Károly Irén végezte el. Kísérleti berendezése a következő volt:



A berendezés elvi vázlata

Egy vaslábakon nyugvó 15 cm átmérőjű, 0,5 cm vastagságú vaslemezbe három vékony falú, a vaslemezhez forrasztott vascső vezet. A vaslemez szélén 2 cm magas, 2 mm széles, félig higannyal megtöltött vasvályú halad körül, amelybe a 10 cm magas, vashálóból álló fedőt tesszük. A vaslemezen foglal helyet elszigetelt alapon az egykontaktusú kohérer, amelynek két végétől indul ki a két szigetelt vezető a két szomszédos vascsővön át. E két vezető vége platina, és két egymástól elválasztott 1,5 cm átmérőjű és 4 cm magasságú, $\frac{1}{2}$ magasságig higannyal megtöltött üvegcsőbe ér úgy, hogy a vascső vége ugyanakkor nem érinti a Hg-t, de emelőszerkezettel könnyen felemelhetők a higanyt tartó üvegcsövek annyira, hogy a Hg a két fémcsövet legalább 1 cm magasságig teljesen befedje. Ekkor, ha a fémfedő is zárja a kohérert, a legerősebb hullámok sem képesek a kohérerhez jutni. A vaslemez harmadik vascsővön halad a kohérer egyik végéhez egy elszigetelt vezető, amely szigetelten halad a vascső alsó végét fémileg elzáró higannyal megtöltött 5 cm átmérőjű és 4 cm magas üvegedényen át abba a platinacsőbe, amelyben az elektrolitek hullámmelnyelését vizsgáljuk.

A platinacső alját elzáró szigetelő dugón halad keresztül a kohérertől elszigetelten jövő, a Hg-on át is elszigetelten haladó vezető végéhez forrasztott platina drót, amely mihelyt a dugót elhagyja, szigetelés nélkül halad függőlegesen végig a platinacsővön ki a levegőbe annyira, hogy a levegőben kb. 100 cm magasságot ér el, ahol a 20 — 30 cm távolságban keltett elektromos hullámokat felfogja és az elektroliten át vezeti a kohérerhez. A platinadrót felületén haladó elektromos hullámoknak a kohérerhez való jutásig az elektrolit abszorpciójával kell megküzdenie és így a folyadék vezetőképességétől függő intenzitás-gyengüléssel hat már a kohérerre. A kohérer két vége, a két üvegedény higanyán át elszigetelt vezetőn kapcsolódik a Roult-féle normál elemhez.

A hullámkeltésre egy 30 cm átmérőjű Wimshurst-féle gépet és egy igen megbízható oszcillátort használt. A méréseket különböző koncentrációjú KCl, NaCl és CuSO_4 elektrolitekkel végezte. A kapott eredmények szerint az elektrolitek hullámátbocsátó képessége specifikus vezetőképességük négyzetgyökével fordítottan arányos, vagyis a Maxwell-féle kifejezés ellenében a Poincaré-félelét igazolták.

Látjuk tehát, hogy a kor érdeklődésének megfelelően Károly Irén igen szívesen foglalkozott az elektromágneses hullámok különböző tulajdonságainak vizsgálatával. Valószínűleg már Marconi előtt vagy legalább is tőle függetlenül ismerte a drótnélküli távirót. A Nagyváradon megjelenő Tiszántúl c. napilap 1895. évi április 25-i számában részletesen foglalkozik Agliardi bíboros, pápai követ nagyváradi látogatásával. A bíboros ellátogatott a premontrei gimnáziumba is és e látogatásáról a Tiszántúl többek között ezt írja: „... Agliardi pápai követ ezután megtekintette a fizikai szertart, ahol Károly Irén bemutatta neki új találmányát, a vezeték nélküli telefont. Agliardi a legnagyobb figyelemmel hallgatta Károly Irén érdekes magyarázatát, maga is kézbe vette a telefont kagylóját és megfigyelte az érdekes experimentumot.” A Tiszántúl értesülése szerint Károly Irén már 1895 áprilisában elkészítette a drótnélküli távirót, amelyen 20 m-re lehetett jeleket küldeni.

Károly Irén a 90-es évek elején a gimnázium Évkönyveiben megjelent tanulmányában igen nagy alapossággal foglalkozott az abszolút mértékrendszer kérdésével is. E tanulmány bevezetőjében a következőket írja: „Minden tudomány szoros összefüggésben volt és van a társadalommal, vele együtt emelkedik, együtt hanyatlik; a mértékrendszer, miként bármely tudomány, csak a neki megfelelő viszonyok között jöhet létre; fejlődése pedig közös előrehaladás eredménye.”

Először a fizikai alapfogalmak egységeit tárgyalja. Melyek ezek az alapfogalmak? „Azon alapfogalmak tehát, melyekből a fizika kiindul s melyekre mindent visszavezet: az anyag, mint kívülrünk létező; a tér, mint külső s az idő, mint belső forma, melyek által az anyagról tudomást veszünk.”

A továbbiak során részletesen tárgyalja minden akkor ismert fizikai mennyiség abszolút mértékrendszerbeli egységét, majd gondosan megválasztott feladatokon mutatja be azok alkalmazását.

Csak egy példát!

Hogyan határozza meg a hőmérséklet abszolút mértékrendszerbeli egységét? A hőmennyiséget a neki megfelelő mechanikai munkával mérhetjük, tehát a hőmennyiség egysége az abszolút mértékrendszerben a munka egysége.

A hőmérséklet abszolút egysége alatt viszont a

$$t = \frac{Q}{m}$$

egyenlet alapján a víz tömegegységében az abszolút hőmennyiség egység által előidézett hőmérsékletemelkedést értjük. Mivel pedig a CGS rendszerben a víz tömegegysége a gramm, a hőmennyiség egysége az erg, ezért e rendszerben a hőmérséklet abszolút egysége az a hőmérsékletemelkedés, amelyet az erg létrehoz egy gramm vízben. Egy gramm víz hőmérsékletének 1°C -al való felemelésére $4,2 \cdot 10^7$ abszolút hőegység vagyis $4,2 \cdot 10^7$ erg szükséges, éppen ezért 1°C egyenlő $4,2 \cdot 10^7$ abszolút hőmérsékletegységgel. Tehát

$$1^\circ\text{C} = 4,2 \cdot 10^7 \frac{\text{g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2}}{\text{g}} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2}.$$

Károly Irén nemcsak maga szerette nagyon a fizikát, hanem tanítványai is igyekezett megszerettetni azt. 1897-ben iskolájában fizikai kört alakít: „melyben a tanuló szabad óráiban a szaktanár vezetése mellett a fizikai előadó teremben az intézetben tanult anyagot saját kísérleteivel átismétli és kibővíti.” Minden évben 30–40 tagja van a fizikai körnek, és az Évkönyvek szerint a tanulók igen lelkes munkát végeztek.

A fizika iránti érdeklődés és a fizikusképzés színvonalának fokozását célozza a Matematikai és Fizikai Társulatnak 1916-ban felajánlott 2000 koronás alapítványa, melynek kamatai, szavai szerint: „... a fizikai ismeretek mélyítésére fordítassanak oly céllal, oly szellemben és oly körülmények között, mint az a matematikai tanulóversenyeknél szokás. Legyen Math. és Phys. Társulatunk kebelében nemcsak matematikai, hanem fizikai tanulóverseny is.”

Az első „Károly Irén fizikai tanulóverseny”-t 1916. november 11-én tartották, a bíráló bizottság elnöke maga Eötvös Loránd volt és az első díjat Jendrassik György nyerte, aki akkor a budapesti VIII. ker. főreál VIII. osztályos tanulója volt.

Később is támogatta anyagilag is a Társulatot; pl. 1927-ben, amikor az állam évi 550 P támogatásban részesítette a Társulatot, Károly Irén 400 P-t adományozott a Társulat céljaira.

Működésének területe azonban nem maradt egyedül az iskola és a szaktudomány. Volt neki ideje és kedve Nagyvárad társadalmának közügyeivel is foglalkozni. A város törvényhatósági bizottságának három cikluson keresztül is tagja volt. Amikor 1880-ban Károly Irén Nagyváradra került, még nem volt villanyvilágítás Nagyváradon. A villanytelep létesítése, majd fejlesztése, a Jád-patak erejének értékesítése érdekében szá-

mos cikket írt a nagyvárad napilapokban és előadást tartott a város törvényhatósági bizottságában.

A Matematikai és Fizikai Társulat életében is igen aktív munkát végez. Amikor a Társulat 1891-ben megalakul, már tagjai között találjuk. 1903-tól alelnöke, 1921-től pedig egészen 1929-ben bekövetkezett haláláig az akkor már Eötvös Loránd nevét viselő Társulatnak tiszteleti tagja.

Halálának 30. évfordulóján kegyelettel emlékezünk az emberre és a fizikusra.

(Társulatunk 1959. évi szegedi vándorgyűlésén elhangzott előadás).

Bujdosó Ernő

Fazekas Mihály gimnázium
Debrecen

IRODALOM

Károly Irén: Az abszolút mértékrendszer a mechanikában. (A nagyvárad premontrei gimnázium Évkönyve 1889–90.)

—: Zur Demonstration des gegenseitigen Einflusses zweier Funkenstrecken. (Ann. der Phys. 1897. 612. o.)

—: Kísérletek a nyitási extraáram szikráival. (Mat. és Fiz. Lapok 1898. 208. o.)

—: A kohéer reagálása a hőmérsékletváltozásnál. (Mat. és Fiz. Lapok 1898. 300. o.)

—: Az ellenállásban megkisebbedett kohéer reagálása a hőmérséklet csökkenésére. (Mat. és Fiz. Lapok 1898. 399. o.)

—: A párák szerepe a kohéer jelenségeknél. (Mat. és Fiz. Lapok 1899. 138. o.)

—: Elektromos hullámok a vízben. (Mat. és Fiz. Lapok 1900. 174. o.)

—: Elektromos hullámok terjedése és elnyelése. (Mat. és Fiz. Lapok 1901. 230. o.)

—: A kohéer ellenállás változása a folyékony levegőben. (Mat. és Fiz. Lapok 1901. 233. o.)

—: Elektromos hullámok keltése a galván áramkör ellenállásának változtatásával. (Mat. és Fiz. Lapok 1903. 119. o.)

—: Az elektrolytek elektromos transzparenziája. (Mat. és Fiz. Lapok 1905. 212. o.)

—: A Hertz-féle hullámok áthatolása az elektrolyteken. (Mat. és Termud. Értesítő 1904. 313 o.)

—: Über den Durchgang von Hertzschen Wellen durch Elektrolyte. (Mat. u. Naturw. Ber. aus Ung. 1905. 276.)

Balyi K.: Károly Irén József emlékezete. (A gödöllői premontrei gimnázium Évkönyve 1928–29.)

Balyi K.: A nagyvárad premontrei gimnázium Röntgenlaboratóriuma. (A nagyvárad premontrei gimnázium Évkönyve 1941–42.)

Balyi K.: Károly Irén és a nagyvárad villamosmű. (Elektrotechnika 1943. 58. o.)

Dr. Vajda P.: Nagy magyar feltalálók. 1958. 275. o.

Kristálynövekedés szilárd fázisban

A szilárd fázisban való kristálynövekedésnek kétféle típusát különböztethetjük meg: polikristályos anyagok (fémek) szilárd fázisú kristálynövekedését, rekristallizációját, — és egykristályok rekristallizációját. Az első esetben a polikristályos anyag egy vagy néhány viszonylag kevés számú krisztallitja indul növekedésnek, s növekedéséhez az anyagot a szomszédos krisztallitoktól veszi. A folyamatnak az az eredménye, hogy a polikristályos anyag krisztallitjeinek száma jelentősen csökken, ugyanakkor az anyagot alkotó megmaradt számú krisztallit mérete a kiindulási anyag krisztallit méretéhez viszonyítva megnő. Szélső esetben az is lehetséges, hogy végtermékként egyetlen kristály marad meg, mely a polikristályos anyag krisztallitjeit növekedése során felemésztette: a polikristályos anyag egykristállyá alakult át.

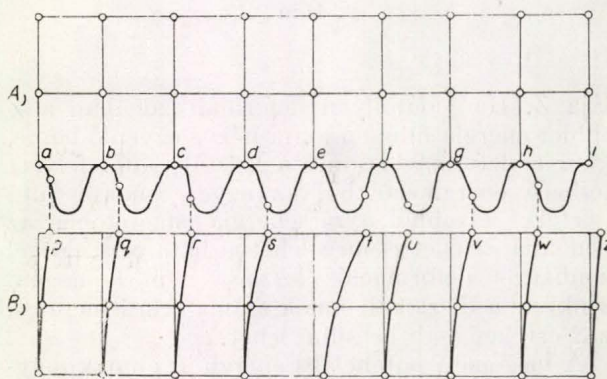
Egykristály rekristallizációjának alapja az a tény, hogy a valódi egykristályok, az ún. reálkristályok, blokkstruktúrát alkotnak, azaz a kristály apró tömbökből, blokkokból áll, melyek irányítottasága kevéssel eltér egymástól. A rekristallizáció ebben az esetben azt jelenti, hogy az egyik blokk környezetét mintegy feloldja és saját orientációjához igazítja.

Mint polikristályos anyag, mint pedig egykristály esetében az is lehetséges, hogy egészen új magok képződnek és ezek indulnak környezetük rovására növekedésnek.

Oldatból, olvadákból és gőzből való kristálynövekedés esetében a növekedésnek indult magot szabad, igen mozgékony ionok vagy ionpárok veszik körül. Így ezeknek a növekedő maghoz való illeszkedése érthető. Szilárd fázisban az ionok mozgékonyasága sokkal kisebb. Ahhoz, hogy kristálynövekedésre kerüljön sor, arra van szükség, hogy a növekedő kristály körüli ionok fellazuljanak, nagyobb mozgékonyaságra telessenek szert. Ilyen fellazulással jár a képlékeny alakváltozást követő hőkezelés. Ismeretes, hogy a hidegen megmunkált fémek szerkezete a megmunkálást követő hőkezelés hatására megváltozik. Általános jelenségről van itt szó, mely nemcsak a fémekre, hanem minden kristályos anyagra vonatkozik. A képlékeny alakváltozás rácsstorzulásokat hoz létre, melyeknek következményeképpen a rács feszült állapotba kerül. A deformált anyag ilyképpen magasabb energiájú metastabil helyzetbe jut, mely energiatöbbletét deformálatlan állapotba való átmenettel igyekszik leadni. A deformálatlan állapotba való átmenet egyik módja a szilárd fázisban való kristálynövekedés. Végso fokon atomi folyamatokról van szó s a következőkben ezeket az atomi folyamatokat vizsgáljuk.¹

Tekintsük az 1. ábrát, mely két szomszédos krisztallit vagy rácsblokk (*A* és *B*) érintkezésének zónáját mutatja. Az anyag külső igénybevételnek volt kitéve, melynek következményeképpen a két krisztallit közül az egyik, esetünkben

a *B*, deformálódott. Az egyszerűség kedvéért az *A* krisztallitot deformálatlannak tekintjük. A felső sorhoz tartozó hullámvonal annak az erőnek potenciális energiáját ábrázolja, melyet a felső, nem torzult blokk vagy krisztallit fejt ki a torzult alsó *B* blokkra. Az alsó *B* krisztallit torzulása olyan méretű, hogy pl. a *t* ion nem az *e*, hanem az *f* ion vonzásának hatása alatt áll. Másképpen ez annyit jelent, hogy a *t* ion elegendő energiára tett szert ahhoz, hogy egy potenciálhegyet átugorjon. Ebben a helyzetben a *t* iont a rajz szerinti felső sor jobbra, az alatta levő sor pedig balra húzza. Az ellentétes erők nagyságától függ, hogy egy ilyen helyzet mennyire lehet stabil.



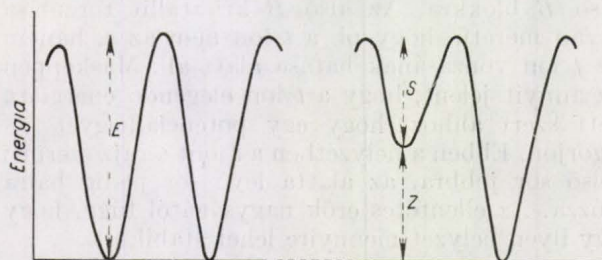
1. ábra

Kellő igénybevétel esetén igen bonyolult rácsstorzulások jöhetnek létre. Az igénybevétel ugyanis azzal a következménnyel jár, hogy a kristály, vagy polikristályos anyag esetében, az egyes krisztallitok különböző kristálytani síkok mentén megcsúsznak. Ez a folyamat a legtöbb esetben rendkívül bonyolult, mely inhomogén rácsstorzulásokat, egymást metsző síkok mentén végbemenő siklásokat tartalmaz. Az ilyen típusú folyamatokat turbulens siklásnak nevezzük.² A turbulens siklással torzult zónák egymást stabilizálják. Ily módon tehát a deformációval a kristályban többletenergia halmozódik fel, a kristály vagy polikristályos anyag megmerevül. A deformációval (képlékeny alakváltozás, hideg megmunkálás) kapcsolatos megmerevülés (Verfestigung, work-hardening) a képlékeny alakváltozás elméletének egyik legtöbbet vizsgált problémája, melynek nehézsége, hogy a deformált állapot nem egyes rendezetlenségtől ún. diszlokációktól, hanem nagyobb számú diszlokációs csoporttól és azok kölcsönhatásától függ.

1. Deformált állapot

A deformáció következményeképpen a rács egyes ionjainak potenciális energiája megnövekedik. Tekintsük a 2. ábrát. Az ordináta energia

értéket jelent, az abszcissa valamilyen tetszőleges irányt a rácsban. A baloldali görbe a deformálatlan, a jobboldali egy deformált rács potenciális energia viszonyait szemlélteti. E a rácsenergiát jelenti, míg $S = E - Z$ egy diszlokált ion helyváltoztatásához szükséges energiát. A deformáció következtében diszlokált ion többlet potenciális ener-



2. ábra

giája Z . Ha valamilyen deformált zónában a Z többlet energia minden ionra nézve egyenlő lenne, akkor a deformáció során a kristály által felvett mérhető energiaértékből az egyes ionokra jutó Z értéket és ebből a rácsenergia ismeretében az S energia értéket is meg lehetne határozni. Mivel azonban a deformáció eloszlása nem homogén, ezenkívül a diszlokált ionok száma sem ismeretes, az S értéket csak becsülni lehet.

A megemelt potenciális energiájú ionnak helyváltoztatáshoz kisebb potenciálhegyet kell átugornia, az ion helycsere-valószínűsége tehát nagyobb. Tegyük fel, hogy ilyen helycsere akkor kerül sor, ha a rácsionok rezgésének r_0 amplitúdója az ionátmérő nagyságrendjébe esik. Ez az amplitúdó érték nem nagyon magas hőmérsékleten az átlagos amplitúdó értéknek közel kétszerese, tehát $r_0 = br_s$ ($b \approx 2$). Mivel az E energia arányos az amplitúdó négyzetével, azaz $E = a \cdot r_s^2$ (a = arányossági tényező), írhatjuk $E = ab^2 r_s^2$. Viszont a Dulong—Petit összefüggés értelmében $ar_s^2 = 3RT_s$, innen

$$E = 3b^2 RT_s \quad (1)$$

Itt T_s az abszolút Kelvin fokon mért olvadási hőmérsékletet jelenti, ha r_s -nek a saját rezgés azon amplitúdó értékét tekintjük, mely mellett az anyag megolvad. Magas hőmérsékleten a Dulong—Petit törvényben szereplő 3-as faktor legtöbb esetben megnő (közel 4 lesz) s így $b = 2$ -vel

$$E = 32 \cdot T_s \quad (2)$$

Ily módon a rácsenergia az olvadási hőmérsékletből meghatározható. A számítások szerint ez érték vasra 58 000, rézre 43 000, alumíniumra 30 000, ólomra 19 000, NaCl-ra 34 500 geal/mol.

A deformáció az E érték Z -vel való csökkenését jelenti (2. ábra), ennek megfelelően az egyes ionok helyváltoztatásának valószínűsége megnő.

2. Rekristallizációs folyamatok

A rekristallizációs vizsgálatok a szemcsenövekedés sebességére, valamint a sebességre a deformáció értékétől és a hőmérséklettől való függésére vonatkoznak.

A szemcsenövekedés sebessége a növekvő szemcse környezetének deformáltságától függ. Ezt kísérletileg a következőképpen lehet kimutatni: széles Al lemezt húzókészülékben befogunk olyképpen, hogy a készülék befogó pofái a próbacsíknak csak középső keskenyebb szakaszát fogják meg. Húzás során így a befogó pofák közelébe eső rész erősebben deformálódik s ennek rovására nőnek a távolabb eső kevésbé deformált részek. Kis igénybevételnél csak kevés számú rekristallizált szemcse keletkezik, számuk az igénybevétellel nő.³

Ha NaCl port néhány ezer kgcm^{-2} nyomással hengeres présformában összepréselünk, polikristályos hengereket kapunk. Mikroszkópban jól látható, hogy a kiindulási anyag átlagosan 8—10 mikron átmérőjű szemcséi a préselés következményeképpen jelentékenyen megnőnek. A deformációt itt a préselés viszi az anyagba. A 3. ábra két próba csiszolt maratott felületét mutatja. Az ábra egy 3000 kgcm^{-2} nyomással 20°C -n, a címlapon levő felvétel pedig egy $10\,000 \text{ kgcm}^{-2}$ nyomással 100°C -on készült próba csiszolt, maratott felületét mutatja. Jól látható, hogy a nagyobb deformáció és magasabb hőmérséklet nagyobb rekristallizációval jár.⁴

A 8. ábrában bemutatott kép rekristallizált paraffint mutat. A rekristallizáció a paraffinon végzett viszkozitás mérések következményeképpen jött létre. A méréseket más anyagokkal végzett vizsgálatok⁵ kiegészítésére Szabó Piroska végezte Poiseuille módszerrel az Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében. A deformációt ebben az esetben a viszkoziméter kapillárisán való átnyomás vitte az anyagba. A különböző hőmérsékleteken és változtatott átnyomóerőkkel végzett mérések más és más rekristallizációt eredményeztek.

Tanulságos a következő kísérlet: finom szemcséjű kiindulási anyagban (pl. Al-lemezben) tűszúrással vagy kalapácsütéssel erős helyi deformációt idézünk elő. Hőkezelés során a deformált területen rekristallizációs kristálynövekedés figyelhető meg, mely annál intenzívebb, minél erőteljesebb volt a helyi deformáció.

Vizsgáljuk most meg a rekristallizációt, mint atomáris folyamatot. A szilárd fázisú kristálynövekedés annak az aszimmetrikus potenciális energiamegoszlásnak a következménye, amely két különbözőképpen deformált kristallit vagy rácshatár között fennáll. A növekedés ennek a potenciális energiakülönbözetnek a kiegyenlítésével jár. Érintkezzék egymással két különbözőképpen deformált rácshatár Z_1 és Z_2 többletenergiaival (4. ábra), a rácsenergia legyen $E \cdot Z_2 > Z_1$, azaz az ábra jobb oldala jelenti a deformáltabb rácshatárt. A zónahatár az ábra síkjára merőleges.

Felírhatjuk a következő összefüggést :

$$Z_1 + S_1 = Z_2 + S_2 = E \quad (3)$$

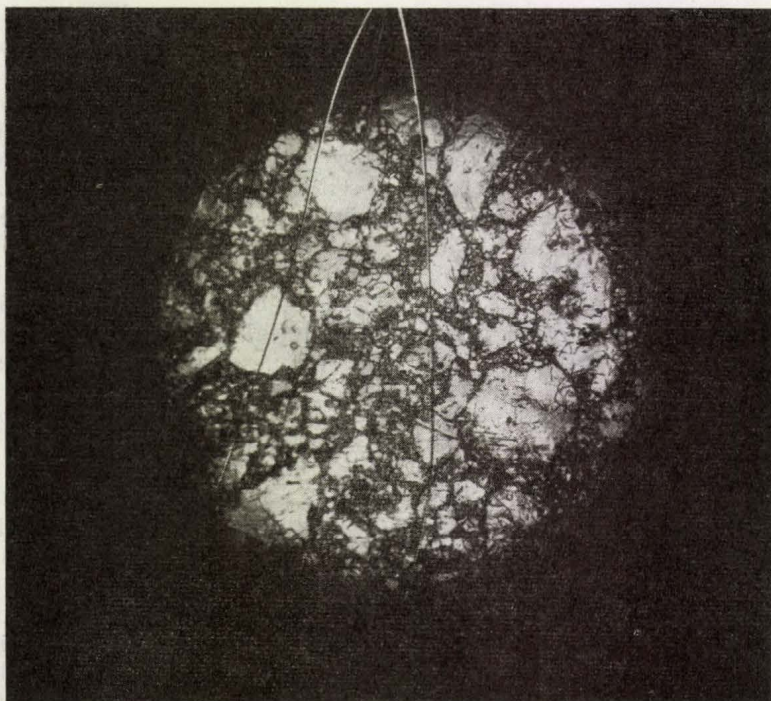
1 és 2 között potenciális energia grádiens áll fenn, ami azt eredményezi, hogy a 2. zónában levő b ion potenciálhegye a kevésbé deformált 1 zóna felé lecsökken. Ilyen potenciális energia megoszlás mellett, elegendő hőmozgás esetén a 2 zóna mozgékonyabb ionjai fokozatosan az 1 zóna kevésbé

azaz lyukak.⁶ A rekristallizáció sebessége attól függ, hogy a b ion (l. 4. ábra) meddig marad egy helyen. Legyen ez az idő t , akkor $1/t$ annak valószínűsége, hogy az ion az S_g potenciálhegyen átjut, azaz

$$1/t = \text{konst} \cdot e^{-S_g/kT} \quad (4)$$

$$t = C e^{-S_g/kT}$$

($C = \text{konstans}$).



3. ábra
(nagyítás: 200×)

mozgékony ionjaihoz illeszkednek: 2 felveszi 1 orientációját, azaz 1 a 2 rovására növekedésnek indul.

Első közelítésben feltesszük, hogy a két rác-zóna minden közbeeső ionréteg nélkül közvetlenül érintkezik egymással és hogy a 2 zóna ionjainak 1-hez való hozzáilleszkedése diffúzióval megy végbe, melynek során a b' , b'' ionok egymás után az a -ionhoz már hozzáilleszkedett b -nek megfelelő energiaállapotba kerülnek, azaz az 1 és 2 közti zónahatár jobbfelé eltolódik. A zónahatár eltolódási sebessége, azaz a rekristallizációs kristálynövekedés sebessége, a 2 zóna ionjainak az 1 zóna ionjaihoz való illeszkedésének sebességével arányos. Az illeszkedéshez a 2 zóna ionjainak a két zóna közti S_g potenciálkülbségben kell átjutniuk. Határozzuk meg ennek értékét.

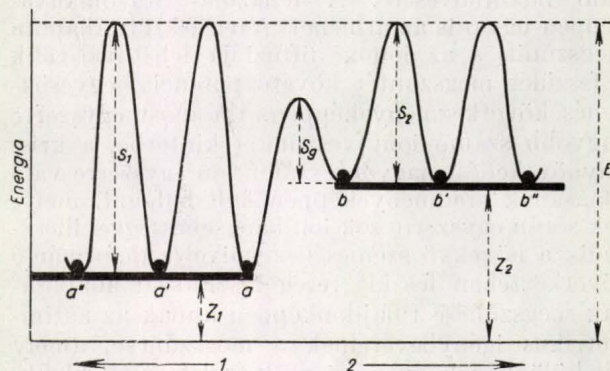
A deformált rác-zónák nagyszámú diszlokált iont és ennek megfelelő számú ionhiányhelyet tartalmaznak. A rácot tehát bizonyos mértékben kettős oldatnak foghatjuk fel, melyben az alapkomponeksen kívül két típusú oldott részecske van jelen: diszlokált ionok és ionhiányhelyek,

Ha a b atom 2-ből 1-be ugrik és átlagos sebessége ebben az irányban v , akkor, ha az a és b ion egymástól való távolsága d , $v = d/t$ és innen

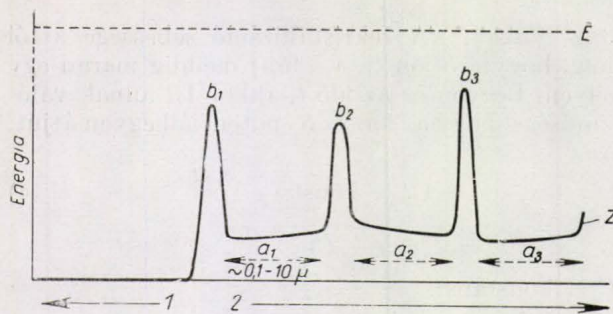
$$v = d/c \cdot e^{-S_g/kT} \quad (5)$$

$d/c = A$ értéket véve

$$v = A e^{-S_g/kT} \quad (6)$$



4. ábra



5. ábra

Az S_g érték nyilván annál kisebb, minél nagyobb az 1 és 2 közti deformációs különbség, ill. minél nagyobb a két zóna közti potenciálgrádiens. Az S_g tehát az az aktivációs energia, melyre egy ionnak a deformált rácsból, azaz diszlokált helyzetéből való kiszabadulásra szüksége van.

Az eddigiekben feltételeztük, hogy az egymással határos zónákat zónánként eltérő, de egy zónán belül konstans többletenergia (Z_1, Z_2 stb.) jellemzi (4. ábra) és hogy az egyes zónák között nincsenek eltérő struktúrájú rács helyek. A valóságban a két feltételezés egyike sem áll fenn, mivel az egyes kristallitok vagy egykristályok esetében a blokkok között erősen torzult tartományok, átmeneti rétegek képződnek, melyek a deformált állapotot stabilizálják. A deformációval a kristályba vitt többlet energia nagyobb része ezekben az átmeneti rétegekben halmozódik fel, míg a rétegek közötti blokkokban az alakváltozás kevésbé erős. Az 5. ábra az ilyen kevésbé deformált blokkok (a_1, a_2, a_3) közti erősen deformált átmeneti rétegeket (b_1, b_2, b_3) mutatja. A Z deformációs energia jóval nagyobb hányada esik b_1, b_2, b_3 -ra, mint a_1, a_2, a_3 -ra. A deformált blokkok átmérője jóval nagyobb, mint az átmeneti rétegé.

Kétségtelen, hogy a szemcsenövekedésnél az erősen deformált határréteg jelentékeny szerepet játszik. A fentebb leírt szemcsenövekedési, ill. diffúziós folyamatok tulajdonképpen a határrétegben zajlanak le. A folyamatokat két részlet-folyamatra lehet bontani:⁷ először az átmeneti rétegben diszlokált ionok mozgékonyabbá válnak, a réteg fellazul, s csupán azután kerül sor a lazábbá vált ionoknak a deformálatlan zónához való hozzánövésére. A fellazulás folyamán ugyanis az átmeneti réteg feszült állapota megszűnik s az ionok diffúziója lehetővé válik a feszülés megszűntét követő potenciálhegycsökkenés következményeképpen. Ha most egyszerre nagyobb számú iont veszünk tekintetbe, a kristálynövekedést nagyobb számú ion egyszerre való siklásának eredményeképpen kell felfogni, melynek során egyszerre sok ion hangsebességgel illeszkedik a növekvő szemcséhez, mivel a deformáció következtében feszült réteg feszültségi állapotának megszűnése tulajdonképpen annak az aszimmetrikus igénybevételnek a megszűnése, amely két különbözőképpen orientált és deformált blokk, ill. kristallit határréteget egyensúlyi állapotban

tartott. Így érthetővé válik, hogy egyszerre nagyszámú ion kerül energetikailag kedvezőbb helyzetbe (kisebb összenergia), azaz illeszkedik a deformálatlan vagy kevésbé deformált rács tartományhoz. Ez az illeszkedés igen gyors, másfelől a mikroszkópban megfigyelhető növekedés viszonylag lassú folyamat. Ezért a rekristallizációs folyamatot úgy kell elképzelni, hogy a stabilizáló határrétegek egymás után oldódnak fel és a hangsebességgel lefutó orientált elemi illeszkedés ezekben a határrétegekben zajlik le.

A növekedési sebesség hőmérséklet- és időfüggése ezeknek a határrétegeknek egymás után való feloldását jelenti. A folyamatos szemcsenövekedés során tehát az átmeneti határrétegek deformáltsága állandóan változik, kiegyenlítődik. Ennek következtében a kísérletileg mért rekristallizációs szemcsenövekedési sebesség változó sebesség értékek középértékét adja. A növekedési sebesség idő- vagy fentebb levezetett hőmérsékletfüggésére nem várható tehát egyetlen tagból álló kifejezés, a tényleges sebesség hőmérsékletfüggését a különféle feszültségi állapotoknak megfelelő sokféle energia-állapot szabályozza. (6)-ot tehát

$$v = \sum_{n=1}^n A e^{-S_{g1}/kT}$$

alakú összefüggéssel kell helyettesíteni.

Általánosságban azt mondhatjuk, hogy a deformált rács bármely tartománya a szomszédos tartományok rovására növekedésnek indulhat, ha az egyes különféle képpen deformált tartományok között aszimmetrikus potenciálgrádiens áll fenn. Határrétegnek azt a zónát tekintjük, melyben ez a grádiens fennáll. Ha valamely határrétegben a növekedés, ill. ráilleszkedés valamely a határréteggel szomszédos tartományra megindul (annak a tartománynak az irányában, melyre nézve a grádiens a legnagyobb), akkor a határréteggel szomszédos azon tartomány is, melyek felé a grádiens kisebb, a határréteg illeszkedése után fellazul és a növekvő blokkhoz vagy kristallithez szintén hozzánő.

Ez annyit jelent, hogy a mikroszkópban ilyen elemi növekedési folyamatok végeredményeit észleljük.*

3. Magképződés

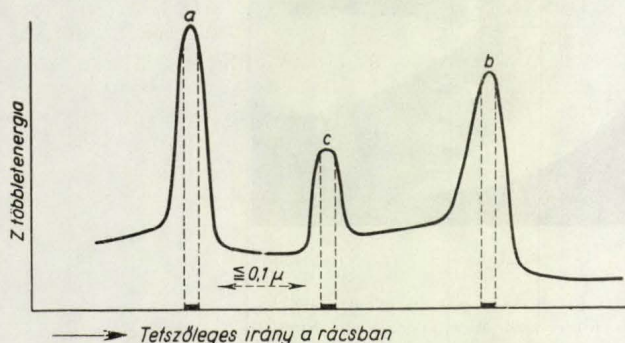
A szilárd fázisban végbemenő kristálynövekedésnek egészen külön problémája a magképződés kérdése. A probléma itt röviden az, hogy a rekristallizálódó anyagban — hasonlóan az oldatból, olvadékból vagy gőzből való kristálynövekedéshez — keletkeznek-e külön magok, vagy pedig a szilárd fázisban végbemenő kristályosodásnál a magok szerepét, mint eddig feltettük, deformálatlan vagy kevésbé deformált blokkok, tartományok, kristallitok veszik át. Nagyszámú kísér-

* A képlékeny alakváltozás és rekristallizáció jelenségeivel újabban is sok kutató foglalkozik, eredményeik ismertetése egy további cikk tárgya (P. A. Beck 1. alatt idézett munkája).

let azt mutatja, hogy a szemmel is megfigyelhető kristálynövekedés csak bizonyos idő, az ún. inkubációs idő elteltével veszi kezdetét, beszélhetünk tehát magképződési időről. A kísérletek általában azt mutatják, hogy a magképződési időtartamok azonosan deformált egykristályok esetében, azonos hőkezelés mellett 10% hibahatáron belül egyenlőek. Polikristályos fémekkel végzett kísérletek valószínűvé teszik, hogy polikristályok esetében az inkubációs idő statisztikus mennyiség, melynek eloszlásfüggvényét elsősorban a próbában felhalmozott deformációs energiának helyi eloszlása határozza meg.

Az inkubációs időtartam mérése mellett a magképződés ideje a hőkezelés egységnyi ideje alatt térfogategységben keletkezett szemcseszámmal is kifejezhető s így módon meghatározható a magképződés sebessége. Polikristályos anyagokat (pl. fémdrótokat) azonos igénybevétellel deformálva és azonos hőmérsékleten különböző ideig hőkezelve, meg lehet határozni, hogy azonos idejű hőkezelés mellett 10 próba közül hány nem mutat mikroszkópban megfigyelhető szemcsenövekedést. Így meghatározható a magképződés valószínűsége azonos hőmérsékletre és többféle hőkezelési időre.

A vizsgálatokat, melyekből a magképződésre vissza lehet következtetni, már szemmel is látható mikroszkópikus szemcséken végezték el. Nyilvánvaló azonban, hogy a már látható szemcsék viszonylag kevés számú növekedésre képes kristálytartományból keletkeztek.



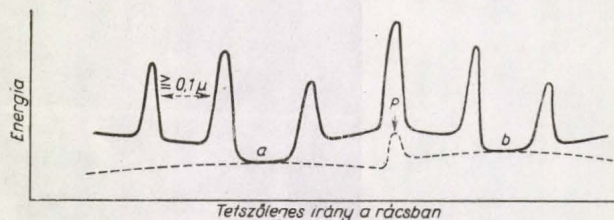
6. ábra

A kérdés az, hogy a rekristallizáció külön keletkezett magok továbbnövekedése-e, vagy pedig külön magképződés nélkül egyes rácsstartományok veszik át a magok szerepét. Ez a kérdés még tisztázatlan. Az önálló magképződést kvalitatíve úgy lehet elképzelni, hogy a rács legerősebben deformált részei (5. ábra b_1 , b_2 , b_3) melyek a kevésbé deformált blokkok közti határrejteget képezik, összeomlanak, ill. oly mértékben fellazulnak, hogy a fellazult szerkezet ionjai deformálatlan magokká állanak össze.

A 6. ábra ordinátája a deformációs energiát, abszcisszája pedig tetszőleges rácsirányt mutat. A legerősebben deformált rétegekben (a , b , c) a

rács összeomlik s az egyes atomok deformálatlan magokká állanak össze (vastag rövid vonalak az abszcisszán.) Ezek a magok emésztik azután fel a szomszédos hozzájuk képest deformáltabb blokkokat.

Másfelől az a , b és c pontok lehetnek a növekedés elindítói anélkül, hogy magokká képződnének. Elképzelhető ugyanis, hogy a legdeformáltabb, tehát maximális energiájú helyek (a , b , c a 6. ábrán) a hőmozgás következtében felbomlanak, de nem állanak össze magokká, hanem a 2. fejezetben ismertetett mechanizmus szerint a legkevésbé deformált blokk vagy blokkok növekedését indítják meg. A folyamatot a 7. ábra szemlélteti. A kihúzott vonal a Z többlet energia lefutását adja



7. ábra

a deformált rácsban. Erősen deformált rácszónák váltakoznak kevésbé deformáltakkal. A mag szerepét az a és b rácsblokkok játsszák, amelyek szomszédjaikhoz képest kisebb potenciális energiájú helyek s melyek növekedését az erősen deformált átmeneti rétegek (vagy magasabb potenciális energiájú helyek) segítik elő. A növekedés eredményeképpen a pontozott vonallal megjelölt helyzet alakul ki, két alacsonyabb potenciális energiájú szemcse képződött, kettejük között egy P -vel jelzett ugyancsak alacsonyabb energiájú szemcsehatárral, mint átmeneti réteggel.

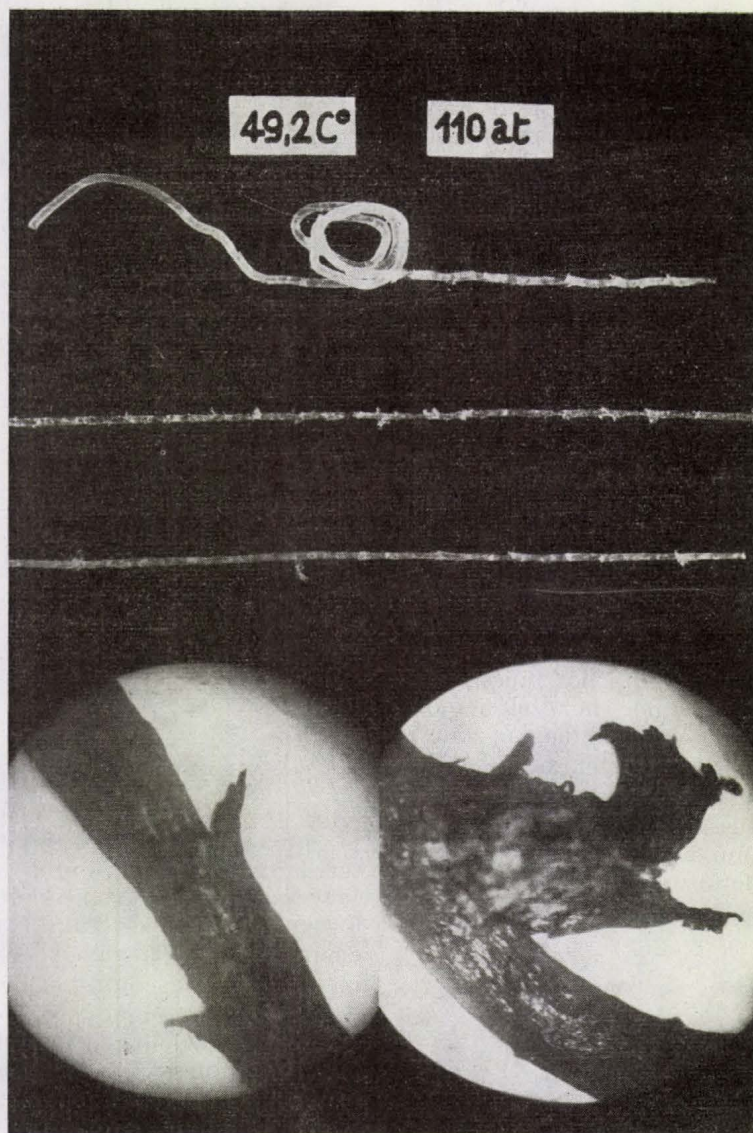
A kísérletek valószínűvé teszik, hogy a körülményektől és a kísérleti anyagtól függőleg mindkét mechanizmus lehetséges.

Morlin Zoltán

MTA Műszaki Fizikai Intézet

IRODALOM

1. Burgers, W. G., Rekristallisation, Verformter Zustand und Erholung. Akad. Verl. 1941, Leipzig (G. Masing, Hdbch der Metallphysik, Bd. III. 2. Teil.) Beck, P. A. Annealing of Cold Worked Metals. Advances in Physics 3, 1954, 245.
2. Cottrell A. H. Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Clarendon, 1956, Oxford
3. Van Arkel, A. E.—Van Bruggen, M. G., Z. Physik 42, 1927, 795
4. Morlin, Z., Acta Phys. Hung. 4, 1954, 197
5. M. Zemplén J.—Szabó P., Kolloid-Z. 153, 1957, 36 és Magyar Fiz. Folyóirat V. 1957, 325.
6. Frenkel, J. I., Vedenie v Teorija Metallov, Bevezetés a fémek elméletébe (ford. Turchányi Gy.) Akadémiai kiadó, 1951, Budapest.
7. Dehlinger, V., Ann. Physik 29, 1929, 749. Metallkunde 12, 1930, 221.



8. ábra

Kapillárison nagy nyomással keresztül nyomott paraffinszál, mely a nyomás alól felszabadulva rekristallizált. (Az Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében Szabó Piroksa kísérlete)

EÖTVÖS-EMLEKTÁBLA AVATÁSA

Budapesten a Puskin utca 5—7. számú épület az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikai intézeteinek főépülete. Ez a fizikusok körében jól ismert ház szorosan összeforrott Társulatunk alapítójának, Eötvös Lorándnak a nevével. Az épület fizikai intézet céljaira Eötvös kezdeményezésére, az ő tervei szerint épült. Benne végezte Eötvös világhírű kísérleteit, az épület nagy előadótermében tartotta egyetemi hallgatók részére előadásait. Professzorsága alatt az első emelet utcai frontján volt lakása, itt is hunyta le szemeit 40 esztendővel ezelőtt. Halála negyvenedik évfordulójáról megemlékezve az

ő nevét viselő budapesti Tudományegyetem emléktáblát helyezett el az épület utcai falán. A domborművű arcmás alatt szöveg hirdeti a legnagyobb magyar fizikus emlékét. Az emléktáblát szeptember 13-án leplezte le az Egyetem nevében Lengyel Béla rektorhelyettes. A leleplezésnél megjelentek a Tudományos Akadémia, Geofizikus Egyesület, Geofizikai Intézet, Kohó- és Gépipari Minisztérium és Társulatunk képviselői, valamint Eötvös tanítványainak, tisztelőinek és a német geofizikusok hazánkban tartózkodó küldöttségének népes csoportja.

A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék sugárzása és e sugárzás néhány alkalmazási lehetősége a kísérleti fizikában

P. A. Cserenkov Nobel-előadása, 1958.

Ha valamilyen anyagban egy elektromos részecske nagy sebességgel mozog, sugárzást bocsát ki. Esugárzás kísérleti vizsgálata, meglepő tulajdonságainak tanulmányozása már majdnem huszonöt éve folyik. Már 1934-ben két dolgozat foglalkozott ezzel a sugárzással; az egyiket Sz. A. Vavilov [1] publikálta, a másikat én közöltem [2]. Ezekben a dolgozatokban arra hívták fel a figyelmet a szerzők, hogy a rádium gamma-sugarainak hatásaként nemcsak az oldat lumineszkálása figyelhető meg, hanem az oldószer is világít gyenge, látható fénnel.

1. A jelenség értelmezése

Az említett dolgozatokban leírtuk ennek a világitásnak univerzális jellegét, szokatlan tulajdonságait és kifejeztük azt a meggyőződésünket, hogy az újonnan felfedezett sugárzást nem lehet lumineszcenciával magyarázni.

A további kísérletek megmutatták, hogy a világitást nem közvetlenül a gammasugarak okozzák, hanem azok a nagy sebességgel mozgó Compton-elektronok, amelyeket a gammasugarak váltottak ki a Compton-effektus révén. Röntgensugarakkal ($h\nu_{\max} = 30$ keV) ugyanilyen tulajdonságú világitást nem sikerült előidézni.

Az első pillanatban azt hihetné az ember, hogy ennek a világitási jelenségnek nincs különösebb jelentősége, hiszen mind a szilárd testek, mind a folyadékok különböző módon előidézett világitása elég gyakori jelenség. Az általánosan ismert, „klasszikus” lumineszcencián kívül utalhatunk pl. a „tisztá” folyadékok gyenge világitására, amelyet ultraibolya sugárzás okoz [3]. Sok folyadék világít röntgensugarak hatására [4]. Megfigyelték, hogy ultrahang is előidézheti egyes folyadékok világitását [5]. Már Pierre és Marie Curie észrevette, hogy a radioaktív sugárzás a szilárd testeket és a folyadékokat világitásra gerjesztheti [6].

Általában az ilyen világitási jelenségek közösleges lumineszcenciával, az ún. „tisztá” folyadékok világitása kis mennyiségű lumineszkáló anyag jelenlétével magyarázható. Ennek alapján közelfekvő volt az a gondolat, hogy ez a gammasugarak által kiváltott világitás is a lumineszcencia-jelenségek közé tartozik. Ezt gondolta Pierre és Marie Curie is; vitathatatlanul ők észlelték először ilyen világitást. Esetükben azonban a világitásra erős közösleges lumineszcencia szuperponálódott.

Az említett világitást mások is megfigyelték; Malletnek sikerült a fényjelenség színeképét is „fényképeznie” [7].

A részletesebb, kvantitatív vizsgálatok során a világitási jelenségnek érdekes tulajdonságait sikerült megismerni. Ezek a tulajdonságok kétséget kizáróan azt bizonyították, hogy ebben az esetben közösleges lumineszcenciáról nem lehet szó, valamilyen újfajta folyamat okozza a világitást. A jelenségnek nemcsak elvi szempontból van rendkívüli jelentősége, hanem azért is, mert nagyon sokféle alkalmazási lehetősége van.

Mindenesetre tévedés lenne azt gondolni, hogy egy ilyen karakterisztikus jelenséget „véletlenül” korábban is fel nem fedeztek volna.

Az újonnan felfedezett jelenség szokatlan természetét csak úgy lehetett kvantitatíve leírni, hogy meghatároztuk a sugárzás legfontosabb jellemzőit és megállapítottuk, hogyan függnek ezek a tulajdonságok a kísérleti körülményektől.

Ma, amikor hatalmas részecske-források és igen érzékeny mérőműszerek állnak rendelkezésünkre, ezek a mérések nem jelentenek különösebb nehézséget. Néhány évtizeddel ezelőtt azonban a fizikusok sokkal kevésbé tökéletes műszerekkel voltak kénytelenek megelégedni. Akkor elektromos részecskék forrásul csak radioaktív preparátumot használtak s ezeknek az intenzitása nagyon csekély volt. Ezért pl. a folyadékokban a világitás intenzitása* olyan kicsi volt, hogy a megfigyelő a világitást csak akkor vette észre, ha előzőleg egy ideig teljes sötétben tartózkodott. Nyilvánvaló, hogy ilyen körülmények között a fotometria szokásos módszereit kvantitatív mérésekre nem lehet alkalmazni**. Ilyen mérésekre új, sokkal érzékenyebb módszerre volt szükség. A Szovjetunió Tudományos Akadémiájának Fizikai Intézetében, ahol ezt a jelenséget felfedeztük, E. M. Brumberg és Sz. J. Vavilov módszerét [8] alkalmaztuk. Ez a vizuális fotometria vagy másként a kioltás módszere, amely fénymérő műszer helyett az emberi szemet használja mérésre***. Minthogy a sötétségre adaptált szem érzékenysége legalább néhány tízezerszer nagyobb, mint nappali fényben, ez a módszer más

* Az említett jelenséget főleg folyadékokon tanulmányoztuk, minthogy a folyadékok könnyebben megtisztíthatók a lumineszkáló szennyeződésektől. A folyadékok esetén könnyebben változtathatók az olyan paraméterek, mint sűrűlési együttható, törésmutató, sűrűség stb. Ezenkívül ebben az esetben a lumineszcencia kioltása lényegesen egyszerűbb.

** Emlékeztetni szeretnék arra, hogy a foton-sokszorozókat ebben az időben még nem ismerték.

*** A kioltás módszerének már csak történeti jelentősége van. Ez a módszer az emberi szemnek a következő tulajdonságain alapszik: a) a szem érzékenysége határa van, b) egyugyanazon megfigyelő szemérzékenységének küszöbenergiája (állandó feltételek mellett) állandó.

eljárásoknál sokkal érzékenyebb. Noha ez a módszer szubjektív és viszonylag nagy a mérési hibája, abban az időben ez volt az egyetlen használható módszer nagyon gyenge fényintenzitások kvantitatív meghatározására.

Alapvetően fontos az a megjegyzés, hogy csak a kvantitatív mérések tették lehetővé a vizsgált sugárzás szokatlan tulajdonságainak megfigyelését és ezen keresztül a sugárzás eredetének a megállapítását.

Már utaltunk rá, hogy az első és legkézenfekvőbb feltevés az volt, hogy a világítás lumineszcencia-jelenségre vezethető vissza. E feltevés helyességének igazolására a világításnak olyan tulajdonságait kellett kísérletileg megállapítani, amelyek csak a lumineszcenciára jellemzők.

Viszont nagyon sok lumineszcencia-jelenséget ismerünk; ezek egymástól a gerjesztés módjában, a lecsengés időtartamában, a színek jellegében, a lumineszkáló anyagok tulajdonságaiban és más sajátágaikban különböznek. A bennünket érdeklő esetben nem elégedhettünk meg azzal, hogy kimutatjuk a lumineszcencia valamilyen tulajdonságainak a jelenlétét vagy hiányát; olyan sajátságokat kellett megállapítanunk, amelyek a lumineszcenciát egyértelműen jellemzik.

A lumineszcencia ilyen általános jellemzője, mint arra Sz. I. Vavilov rámutatott, a gerjesztett állapot élettartama ($\tau > 10^{-10}$ sec). A lumineszcenciának ez a tulajdonsága lehetővé teszi azt, hogy a világítás csökkenését befolyásoljuk. Így pl. lényegesen gyengíthetjük a világítás fényességét, vagy más szóval „kiolthatjuk” a lumineszcenciát, ha a lumineszkáló oldatot melegítjük, vagy az oldathoz olyan anyagokat keverünk, amelyek a lumineszcenciát kioltják. A lumineszcencia gyengülését mindkét esetben az okozza, hogy a gerjesztett részek energiát adnak át a gerjesztetlen részeknek és ezáltal energiájuk hőenergiává alakul át.

Hasonlóképpen változtatható a lumineszcencia polarizációja, ha pl. melegítéssel befolyásoljuk a részecskék mozgékonyosságát.

Kísérleteinkben azonban a folyadékok világításának erőssége sem melegítéskor nem változott, sem akkor, ha a folyadékokban káliumjodidot vagy ezüstnitrátot oldottunk, noha ezek az anyagok hatékonyan kioltják a lumineszcenciát. A sugárzás polarizációja is változatlan maradt. Megjegyezzük, hogy ugyanezeket a kísérleteket párhuzamosan és azonos feltételek között olyan oldatokon (pl. eszkuin vizes oldatán) is elvégeztük, amelyekről biztosan tudtuk, hogy lumineszkálnak. Az utóbbi esetben mindig megfigyelhető volt a lumineszcencia kioltása [9].

Ezeknek az eredményeknek az alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a vizsgált sugárzás nem lehet lumineszcencia-jelenség. Következtetésünket megerősítette a világítás polarizációjának szokatlan jellege is. Az elektromos rezgés vektorának iránya nem volt ugyanis merőleges a gerjesztő sugárnyalábra, mint polarizált fluoreszcencia esetén, hanem párhuzamos volt vele.

Már ezek a kezdeti eredmények meggyőzték bennünket arról, hogy a folyadékoknak a gamma-sugarakkal előidézett világítása valamilyen különleges sugárzás. A jelenség elméletének kidolgozásához azonban további kísérleti eredményekre volt szükség. Ez valamivel később sikerült, mikor a sugárzásnak egy új, különösen jelentős tulajdonságát, irányítottságát felfedeztük [10].

Azt találtuk, hogy a világításnak erős térbeli aszimmetriája van. A sugárzás csak előre emittálódik, olyan irányban, amely a gerjesztő gamma-sugárnyalábbal meghatározott szöget zár be. Ez a tapasztalati eredmény nagy lépéssel segített előre a jelenség fizikai természetének értelmezésében, elméletének kidolgozásában. Ennek az elméletnek a megalkotása I. M. Frank és I. E. Tamm érdeme [11].

2. Frank és Tamm elmélete

Ez az elmélet abból indul ki, hogy a sugárzás olyan elektronoktól származik, amelyek az anyagban nagyobb sebességgel mozognak, mint amekkorára a fény fázissebessége a közegben.

Érdekes, hogy Lord Kelvin [12] már 1901-ben arra a következtetésre jutott, hogy a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozoghatnak részecskék. Valamivel később, 1904–1905-ben, röviddel a relativitás elméletének kidolgozása előtt, Sommerfeld [13] elméletileg taglalta a fénysebességnél nagyobb sebességű elektron mozgását. A relativitás elmélete szerint azonban anyagi test nem mozoghat fénysebességgel, még kevésbé a fény sebességénél nagyobb sebességgel. A relativitás elméletének megalkotása után Sommerfeld következtetései elvesztették időszerűségüket és feledésbe merültek. Bizonyos mértékig valószínűleg ezzel magyarázható az is, hogy nem tanulmányozták elektromos részek mozgását anyagban, minthogy a relativitás elmélete szerint sebességük a fény sebességénél nem lehet nagyobb.

Egy anyagban mozgó elektromos részecske sebessége túllépheti a fény sebességét; ez nincs ellentmondásban a relativitáselmélettel. A fényhullám terjedési sebessége ugyanis az anyagban n -szer kisebb, mint a fény sebessége vákuumban. Minthogy látható fényre a közeg törésmutatója $n > 1$ és a fény a közegben c/n sebességgel terjed, ez a sebesség kisebb c -nél, a vákuumbeli fénysebességnél.

Másrészt már régóta tudjuk, hogy a radioaktív bétarészek sebessége megközelíti a c fénysebességet. Ezeknek a részeknek a sebessége a közegben nagyobb lehet c/n -nél, viszont kisebb c -nél, a relativitáselmélet következtetéseivel teljes összhangban. Nemcsak elvben lehetséges tehát, hanem kísérletileg is megvalósítható, hogy elektromos részecskék a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozogjanak az anyagban.

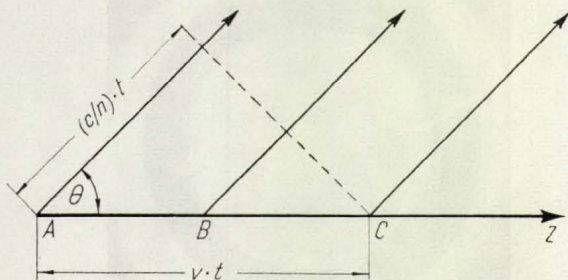
Ha elfogadjuk azt a feltevést, hogy az elektron a közegben a fénysebességnél gyorsabban mozoghat, egyszerű kvalitatív megfontolások segít-

ségével megállapíthatjuk a vizsgált sugárzás keletkezésének feltételeit és meghatározhatjuk néhány fontos tulajdonságát. Tegyük fel, hogy egy elektron $v > c/n$ sebességgel, egyenletesen mozog a közegben a z -tengely mentén. Az elektron pályájának minden pontjában elektromágneses gerjesztést hoz létre és ez a gerjesztés késleltetett hullámként tovaterjed a közegben.

Tekintsük a hullámok meghatározott ω frekvenciájú komponenseit, amelyek a különböző pontokból az elektron pályájához viszonyítva Θ szögben lépnek ki (1. ábra). Könnyen belátható, hogy ezek a hullámok csak abban az irányban nem oltják ki egymást, amelyre teljesül a következő feltétel:

$$vt \cos \Theta = \frac{c}{n} t \quad \text{vagy} \quad \cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1)$$

Abban az irányban ugyanis, amely kielégíti az (1) egyenlőséget, a hullámok optikai útkülönbség nélkül érkeznek a megfigyelőhöz, tehát ebben (és csak ebben) az irányban sugárzást észlelhetünk. Ennek a sugárzásnak megfelelője az akusztikában az ún. ballisztikus hullám, amelyet a hangsebességnél nagyobb sebességgel mozgó lövedék vagy repülőgép kelt a közegben (Mach-féle hullám).



1. ábra. A Červenkov-sugárzás mechanizmusához

3. Az elméleti és a kísérleti eredmények összehasonlítása

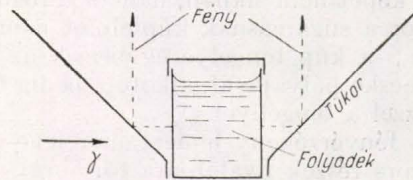
Az (1) egyenlet a Tamm-, Frank-elmélet legfontosabb eredményeinek egyike. Ebből az egyenletből következik, hogy sugárzás csak akkor van, ha $\beta n > 1$, vagyis ha a részecske v sebessége a fény $\frac{c}{n}$ sebességénél nagyobb. A $\beta n = 1$ egyenlőség tehát a sugárzás küszöbenergiáját meghatározza. Ez az E_0 küszöbenergia függ az n törésmutatótól. Minthogy a feltételi egyenletben nem közvetlenül a részecske energiája, hanem a sebessége fordul elő, E_0 nyilvánvalóan függ a részecske tömegétől is.

Az elmondottak szemléltetése végett az 1. táblázatban összefoglaltuk az E_0 energiaértékeket elektronokra, mezonokra és protonokra különböző n mellett.

A küszöbenergia értéke különböző részecskékre

Részecskefajta	A küszöbenergia értéke MeV-okban		
	$n=1,3 ; \beta=0,769$	$n=1,5 ; \beta=0,67$	$n=2,0 ; \beta=0,50$
elektronok	0,29	0,2	0,078
pionok	79	47	21,5
protonok	520	320	143

A Θ , β és n mennyiségek összefüggését kísérletileg ellenőriztük. A tapasztalati eredmények kiválóan egyeznek az elméleti következtetésekkel. Az elméleti eredmények ellenőrzésére használt kísérleti elrendezés vázlata a 2. ábrán látható.

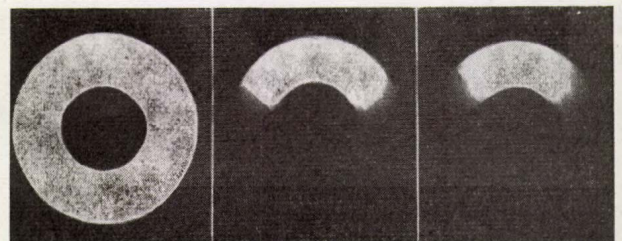


2. ábra. Kísérleti elrendezés annak meghatározására, hogyan függ a sugárzás intenzitása a szögtől.

A gamma-sugár-nyaláb vékony falú edényben levő folyadékra esik. A folyadékban keletkező sugárzás, miután kilép az edényből, kúp alakú tükrökre jut és ez a fényképező berendezés tárgylencsájére vetíti a sugarakat. Lumineszcencia esetén, minthogy terjedése nem aszimmetrikus a térben, a keletkező kép alakja zárt gyűrű. Ha azonban a sugárzás fénysebességnél nagyobb sebességű részecskéktől származik, a keletkező kép nem zárt gyűrű, hanem két folt, amelyek közt a szög 2Θ .

A 3(c, b) ábrán ilyen fényképeket láthatunk tiszta folyadékokra (víz és etilzinnamát). Összehasonlításként egy lumineszcencia-felvétel is látható a 3. ábrán, amelyet az eszkulin vizes oldatának lumineszcenciájáról készítettünk (3a ábra).

A fényképfelvételeken megmérhető a sugárzás intenzitásának szögeloszlása. Négy folyadékra a nyert eredményeket a 4. ábrán foglaltuk össze. Mindegyik folyadékhoz két görbe tartozik; az egyik (a felső görbe) a ThC'' gamma-sugaraival



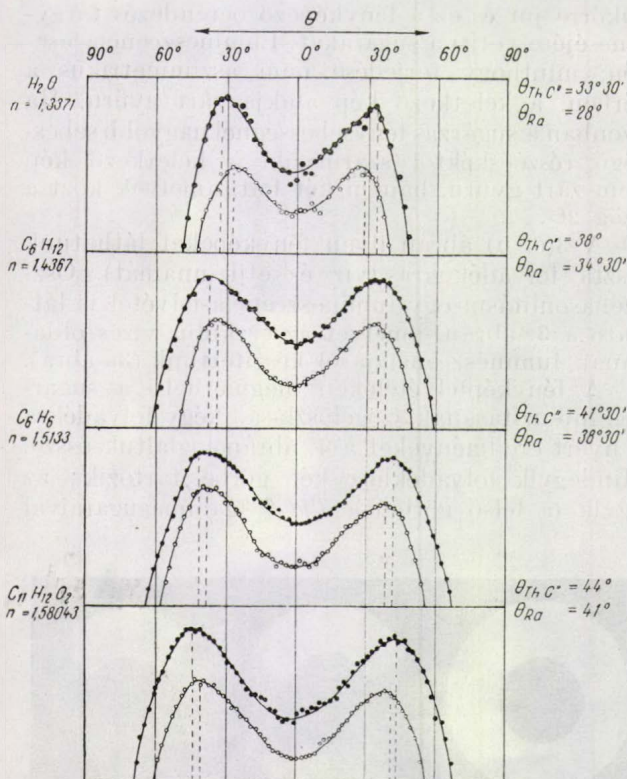
3. ábra. Az intenzitás szögeloszlásának fényképe: a) közönséges lumineszcenciára (eszkulin vizes oldata), b) etilzinnamát világítására ($n = 1,5804$), c) a víz világítására ($n = 1,3371$)

a másik (az alsó görbe) a *Ra* gammasugaraival gerjesztett világítás intenzitásának a szögeloszlását ábrázolja.

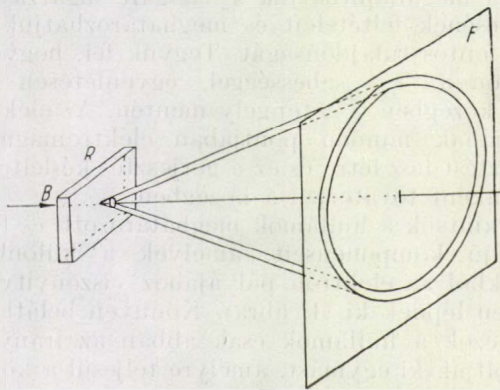
A 4. ábra alapján a Θ szög grafikusan könnyen meghatározható. A szög értéke a n törésmutató értékével együtt nő, az elméleti következtetéseknek megfelelően. A kísérleti eredmények szerint ugyanazon folyadékra a *ThC''* gammasugarai nagyobb Θ -értéket adnak, mint a *Ra* gammasugarai. A $\Theta_{ThC''}$ és a Θ_{Ra} különbsége lehetővé teszi, hogy az (1) egyenlet felhasználásával a sugárzást gerjesztő Compton-elektronok β_{eff} „effektív” sebességét meghatározzuk. A nyert értékek 0,869, illetve 0,847. Ez az eredmény tökéletes összhangban van azzal, hogy a *ThC''* gammasugarainak nagyobb az energiájuk.

Ha a képet nem síkban, hanem térben tekintjük, akkor a sugárzásnak kúpfelület mentén kell terjednie; a kúp tengelye egybeesik az elektromos részecske pályájával, alkotója pedig Θ szöget zár be ezzel a tengellyel.

Ha a fényérzékeny lemezt merőlegesen állítjuk a gyors részek nyalábjára (5. ábra), akkor a nyaláb képén kívül a lemezen megjelenik a sugárzás gyűrű alakú fényképe is. A 6. ábrán látható fényképet finom protonnyaláb segítségével vettük fel; a nagyenergiájú protonnyalábot a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet gyorsítójával állítottuk elő.

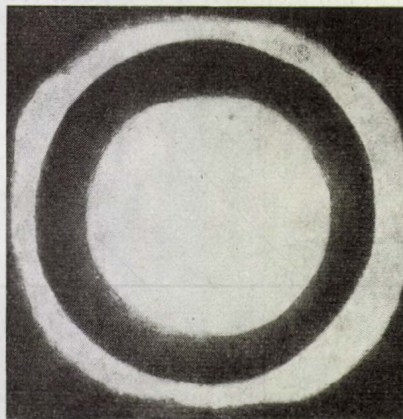


4. ábra. Az intenzitás szögeloszlása a 3. ábra alapján különböző törésmutatójú folyadékokra. A felső görbék a *ThC''* gammasugarai által keltett Compton-elektronokhoz tartoznak. Ezekre $\beta_{eff} = 0,869$ [(1) egyenlet]. Az alsó görbék a *Ra* gamma sugarai által keltett Compton-elektronokra vonatkoznak. Ebben az esetben $\beta_{eff} = 0,847$.



5. ábra. Kísérleti elrendezés a kúpfelület mentén haladó sugarak lefényképezésére.

Az eddigiekben pontosan meghatározott ω frekvenciájú sugárzásról beszéltünk. Minthogy a közeg többé vagy kevésbé diszpergáló, vagyis törésmutatója függ a frekvenciától, különböző hullámhosszú fény még szigorúan állandó részecskesebesség esetén is kissé különböző irányokban terjed.



6. ábra. A kúpfelület mentén haladó sugarak metszetének fényképe. A felvétel az 5. ábrán látható kísérleti elrendezéssel készült. A középső világos folt a protonnyaláb képe.

A sugárzás tehát színeire bomlik. Normálisan diszpergáló közeg esetén a vörös a kúp belsejébe esik, az ibolya a kúpon kívül van. Színes felvételeink bizonyítják az itt elmondottak helyességét. Ezeket a felvételeket az előző fényképekkel együtt A. P. Szrellov készítette az Egyesített Atommagkutató Intézetben. A sugárzást gerjesztő részecskék szinkrociklotronban felgyorsított ($E = 660$ MeV) protonok voltak.

A sugárzás mechanizmusának Tamm-, Frank-féle értelmezése tehát már kvalitatív formájában is lehetővé teszi a sugárzás jellegzetes tulajdonságainak, pl. aszimmetriájának, gyors csökkenésének, a küszöbenergia létezésének és a sugárzás univerzális jellegének a magyarázatát. Ezen-

kívül a szigorúbb, kvantitatív elmélet segítségével meghatározhatjuk azt a W energiát, amelyet az elektron a jelenség folyamán kisugároz. Az elmélet szerint ez az energia :

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int_{\beta n > 1} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\omega, \quad (2)$$

ahol l az elektronok által befutott út hossza. A (2) formulából következik, hogy a sugárzási spektrum energiája $\frac{1}{\lambda^3}$ -nel arányos, vagyis hogy a kisugárzott energiasűrűség a rövidebb hullámhosszak felé gyorsan nő.

A röntgentartományban a sugárzásnak nem szabad fellépnie, minthogy ebben a tartományban $n < 1$.

Az elméletből az is kiadódik, hogy a sugárzás polarizált, éspedig úgy, ahogy az első kísérleteinkben megállapítottuk: az elektromos térerősség vektora abban a síkban fekszik, amely a sugárnyalábot és a részecskék mozgásirányát tartalmazza.

Ezek az eredmények azt mutatják, hogy Tamm és Frank elméletével az új sugárzás minden eddig ismert tulajdonságát értelmezni lehet. Az elmélet megalkotásával lezárult a kutatómunka első nagy szakasza. Ebbe a szakaszba tartozik a sugárzás felfedezése, tulajdonságainak kísérleti vizsgálata és a jelenség elméleti alapjainak kidolgozása. Végeredményben a fizikának új ága alakult ki: a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó sugárzók optikája.

4. A sugárzás alkalmazása

Minthogy megfelelő érzékenységgű és könnyen kezelhető mérőeszközök nem álltak rendelkezésünkre, az új sugárzás iránt megnyilvánuló nagy érdeklődésnek eleinte csak elvi jelentősége volt. Alkalmazási lehetőségei, amelyek főleg a kísérleti fizikában látszottak gyümölcsözőknek, kihasználatlanul maradtak. Az utóbbi években azonban, főleg mióta érzékeny foton sokszorozókat tudunk készíteni, a nagy sebességű elektromos részek által keltett sugárzásnak lényegesen megnőtt a gyakorlati fontossága, elsősorban a nagyenergiájú részek fizikájában.

Bár egyetlen részecske sugárzása csak rendkívül kis intenzitású felvillanás, ma már ez is észlelhető és mérhető. A (2) egyenlőségből következik, hogy $\beta \approx 1$ esetén az $n \approx 1,5$ törésmutatója közegben mozgó elektromos részecske a színek látható részében 200–300 fotont emittál cm-enként. A radiátor alakjának és helyzetének alkalmas megválasztásával elérhető, hogy az emittált fény jelentős része a foton sokszorozó katódjára essék. (Radiátornak nevezzük azt a közeget, amelyben a sugárzást keltő elektromos részecske mozog.) A sokszoros erősítés következtében a foton sokszorozó anódján a kezdeti áramnál sok

milliószor intenzívebb áramlökést kapunk. Ezt az impulzust megfelelő elektronikus berendezéssel jelezhetjük és ezáltal a részecske jelenlétét kimutathatjuk. Ez a berendezés tehát lényegében részecskeszámológó, amelyben a részek számlálására az általuk emittált sugárzást használjuk fel.

Ez a számláló erősen emlékeztet a szcintillációs számlálóra, amely szintén foton sokszorozó segítségével működik, és amely a lumineszcenciát használja fel az elektromos részek észlelésére. A lumineszkálást a szcintillátorban abszorbeált részecske-energia kelti. A szcintillációs számlálóval szemben azonban ennek a számlálónak több előnye van :

1. Minthogy a sugárzás időtartama nagyon kicsi, a számláló felbontó képessége igen nagy lehet.

2. A számláló csak a küszöbenergia fölött dolgozik, vagyis lassú részekre érzéketlen. A számlálónak ez a tulajdonsága különösen hasznos olyan esetekben, amikor a sugárzásra gammasugárzás által keltett világítás szuperponálódik.

3. A sugárzás aszimmetriája lehetővé teszi, hogy berendezésünk csak azokat a részeket jelezze, amelyek a radiátorban a foton sokszorozó katódja felé mozognak. Az ellenkező irányban mozgó részecskéket a számláló nem számlálja. Más szavakkal, az ilyen típusú számláló meghatározott irányra állítható be.

A számlálónak ezt a tulajdonságát Winckle [14] arra használta, hogy a kozmikus sugarak „albedo”-ját meghatározza az atmoszféra felső rétegében. Újabban többen, köztük Jelley, Marshall [15] dolgoztak ki ilyen típusú számlálókat, amelyeknek figyelemre méltó az eredeti konstrukciójuk.

A gyorsan mozgó részek sugárzásának módszertani értéke nemcsak az, hogy a részecskéket ilyen módon észlelni lehet. A sugárzás különleges tulajdonságainak felhasználásával (más módszerekkel összekapcsolva) sok esetben alkalom adódik a fizikai kísérlet lehetőségeinek bővítésére.

Ismeretes például, hogy a részecske egyik legfontosabb paraméterének, a tömegének a meghatározása impulzus- és sebességméréssel történhet. A sebességmérés azonban általában kísérleti nehézségekkel jár. Minden további nélkül belátható, hogy egy meghatározott sebességtartományban (ahol kielégül a $\beta n > 1$ feltétel), amikor a β értéke még eléggé különbözik egytől, az (1) egyenlet alapján a részecske sebességét meghatározhatjuk, ha megmérjük a θ szöget és ismerjük a közeg törésmutatóját.

Ha tudjuk milyen részecskétől származik a sugárzás, sebességéből az energiáját is kiszámíthatjuk. Különösen jól alkalmazható ez a módszer a gyorsítókból nyert protonok energiájának a mérésére a néhány 100 MeV körüli energiatartományban (lásd az 1. táblázatot). Az ilyen energiamezés pontossága kb. 0,25% [16].

Már említettük, hogy a sugárzáshoz meghatározott küszöbenergia tartozik és ezért a számláló kis energiájú részekre érzéketlen. Lehetőség van

az E_0 küszöbenergia változtatására, ha alkalmas törésmutatójú radiátort választunk.

Világos, hogy ha egy-egy számlálót előre megválasztott E'_0 és E''_0 küszöbenergiára állítunk be és alkalmas módon antikoincidenzába kapcsolunk, akkor a berendezés csak azokat a részecskéket fogja számlálni, amelyeknek az energiája E'_0 és E''_0 közé esik. Ezt az eljárást alkalmazták Segré és munkatársai abban a kísérletben, amely az antiproton felfedezésére vezetett.

A sugárzás másik érdekes alkalmazási területe a kiterjedt kozmikus záporok kutatása. Közönséges számlálókkal az ilyen záporban bizonyos magasságban csak azokat a részecskéket mérjük, amelyek távoli „utódai” a primer részecskének. Azokat a részecskéket, amelyek a zápor kezdeti stádiumában keletkeztek és már elbomlottak, ilyen berendezéssel nem lehet észlelni. Minthogy azonban a zápor részecskéinek igen nagy az energiája, a levegőben létrehozzák a kérdéses sugárzást, amely gyakorlatilag ugyanabban az irányban terjed. Ez a sugárzás kedvező körülmények között lejut a Föld felszínére és foton sokszorozóval mérhető. Ez a módszer a záporról teljesebb képet ad és segítségével értékes ismereteket szerezhetünk a zápor keletkezésének folyamatáról.

Kozmológiai szempontból igen jelentős annak ismerete, milyen nehéz magokat tartalmaz a primer kozmikus sugárzás (az atmoszféra fölött). Ilyen jellegű méréseket a mesterséges holdakban elhelyezett műszerekkel végeztek. Minthogy a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék sugárzásának intenzitása elektromos töltésük négyzetével arányos, ezért a különböző töltésű részecskéktől származó impulzusok amplitúdója különböző. Az amplitúdó-eloszlás analízise alapján következtetni lehet a kozmikus sugárzásban a nehéz részecskék eloszlására.

Végül arra szeretnék utalni, hogy a gyors részecskék sugárzása felhasználható a részecskék energiájának a mérésére, ha ez az energia meglehetősen

nagy. Ebben az esetben a részecske energiáját a mágneses térbeli elhajlásból nem határozhatjuk meg. Lehetőség van a részecskeenergia meghatározására, ha megmérjük a részecske által emittált összes sugárzási energiát. Erre a célra nagyon átlátszó, sűrű radiátorokat kell alkalmaznunk, amelyek lehetővé teszik a zápor teljes kialakulását. Alkalmas radiátor a víz. A Szovjetunió Tudományos Akadémiájának Fizikai Intézetében épül egy berendezés, amely ezzel a módszerrel fogja mérni a kozmikus részecskék energiáját.

Az előbbi példákkal érzékeltetni kívántuk, milyen nagy jelentősége van a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék által keltett sugárzásnak. Távolról sem merítettük ki azonban az összes alkalmazási lehetőségeket. Aligha kétséges, hogy ennek a sugárzásnak az alkalmazási területe a jövőben még növekedni fog.

Fordította: Szabó János

IRODALOM

1. Vavilov, Sz. A., DAN, 2, 457 (1934)
2. Cserenkov, P. A. DAN, 2, 451 (1934)
3. Vavilov, Sz. A. és Tumermann, L. A., Z. Phys. 54, 270 (1929)
4. Newcomer, Z. S., Journ. Amer. Chem. Soc., 42, 1997 (1920)
5. Frenzel, Z. és Schuler, Z., Z. Phys. Chem. (B), 27, 42 (1934)
6. Curie, Eve, Madame Curie, London (1941)
7. Mallett, M. S., Compt. Rend., 183, 274 (1926); 187, 222 (1928), 188, 445 (1929).
8. Brumberg, E. M. és Vavilov, Sz. A. VAN, OMEN, VII, 919 (1933)
9. Cserenkov, P. A., DAN 3, 12, 413 (1936)
10. Cserenkov, P. A., DAN 14, 99 (1937)
11. Tamm, I. E. és Frank, I. M., DAN 14, 107 (1937)
12. Lord Kelvin, Phil. Mag. July 1901
13. Sommerfeld, A., Götting. Nachrichten, 99, 363 (1904), 201 (1905)
14. Winckler, J., Phys. Rev. 85, 1054 (1952)
15. Jelley, J. V. Tesherenkow Radiation
16. Mather, R. S., Phys. Rev. 84, 181 (1951)

A Van Allen öv

A Van Allen öv felfedezése kétségkívül egyike az utolsó évtized legnagyobb geofizikai eseményeinek. Nagyságrendben egyenrangúnak nevezhető az ionoszféra 1924-ben történt megtalálásával, sőt több szempontból hasonlóságot is találhatunk a két esemény között. Mind a két eset a magas légkör titkai alól lebbentette el a felhőfátylakat és mind a két felfedezést számos előzmény tette már kíváncsisággá. Az ionoszféra megtalálása a rádiótechnika és a távközlés ugrásszerű fejlődése miatt vált szükségessé és lehetővé, a Van Allen övet pedig az elektronika és a rakétatechnika gyors kibontakozása ismertette meg az emberiséggel.

A Van Allen öv felfedezésének előzményei között a sarki fényre vonatkozó megfigyelések a

legrégebbiek. Birkeland még 1896-ban azt az elméletet állította fel, hogy a sarki fény a Naptól jövő részecskék hatására keletkezik és összefüggésben van a földmágnességgel. Nehezen hihető elképzelés volt ez akkor, fogas kérdéssel foglalkozott tehát 1900-ban Arrhenius, amikor villamossággal töltött pornak nevezte a részecskéket, melyek valószínűleg a „fénynyomás segítségével” jutnak el hozzánk. Tizenegy évvel később Vegard már azt is tudni véli, hogy a sarki fényben a pozitív töltésű részecskék vannak többségben. De még mindig és nagyon sokáig fennállott a kérdés: a napfoltokból vagy a napfáklyákból eredő sugárzás okozza-e a sarki fényeket?

Egyelőre azonban a földi hatások vizsgálata volt a lehetséges is, meg a fontosabb is. Birkeland

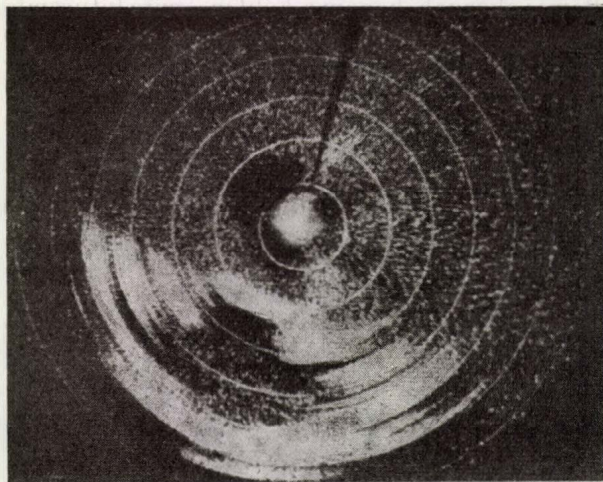
ismert „Terella” kísérletei már szépen rámutattak a földmágnesség szerepére, Störmer pedig kiszámította azokat a pályaelemeket, melyeken a Napból jövő részecskék a Föld környezetében a sarkokra kerülnek. Ezzel tulajdonképpen végleges formát öltött a sarki fény keletkezésére vonatkozó elmélet és csak a részletek vizsgálata következett, majd újabban egy kis határozatlanság és most legújabbban — a bizonyítás.

A részleteket sem hanyagolhatjuk el. *Leiv Harang* még 1941-ben közölte, hogy Tromsøben, mely Norvégiában kb. a 70 fokos északi szélességen fekszik, erős mágneses vihar alatt 41 MHz-es, függőleges irányban kisugárzott radarimpulzusok segítségével 500—700 km magasságban széjjel-szórt, töltött részecskékből álló felhődarabokat talált, melyek sűrűsége a köbcéntiméterenkénti 14,6 millió iont vagy elektront is elérte. Azóta az Észak-Amerikában létesített radarlánc egységei már sűrűbb rétegeket is találtak. A sarki fényről visszaverődő PPI radar-ábrák tanulmányozásakor *Kaiser* (1956-ban) nemcsak azt látta, hogy nagyon sűrű lehet az a sarki fényt okozó felhőzet, amelyről még a 10 cm-es hullámok is visszaverődnek, hanem arra is következtetett, hogy maga a jelenség inkább a mágneses szélességi körök vonalán található, mint azokkal a földmágnességi erővonalakkal párhuzamos görbéken, melyek pontosan a pólusokból indulnak a magasba.

Ezt a feltevést, tehát azt, hogy a sarki fény éppen nem a sarkokon tartalmazza a legsűrűbb részecskéket és ott sem a leggyakoribb, igazolja az 1954—1955-ös szovjet sarki expedíció is, mely (az északi sarkot 30 km-re megközelítvén) igen sok helyütt végzett hordozható berendezéssel ionoszféraméréseket. *Driatinszki*, továbbá *Beszprozvannaya* szerint találtak ugyan a fejük felett igen sok esetben széjjelszórt ion- és elektronfelhődarabokat (aminókról *Harang* is megemlékezett), de ezek sűrűsége alig haladta meg a köbcéntiméterenkénti 170 ezer töltött részecskét. A szoros értelemben vett sarki területek felett tehát a sarki fény, illetve az azt előidéző részecskék sokkal kisebb, századannyi sűrűséggel fordulnak elő, mint a kissé alacsonyabb szélességi fokokon.

Ugyanakkor a Nemzetközi Geofizikai Év alatt, illetve folytatása idejében — talán azért, mert a sarki fények figyelése is szervezeten folyt — azt tapasztalták, hogy erősebb sarki fény idején még az egyenlítő vidékén is (pl. Peruban, a Huan-cayo obszervatóriumban) megfigyelhető a jelenség, nem is szólva Görögországról, ahonnan az utóbbi időkben már minden nagyobb sarki fény megjelenésekor küldtek be jelentéseket.

Az elnevezés helyességét — „sarki” fény — máris kérdésessé tették a megfigyelések és mind kevésbé igazolódott az a feltevés is, hogy a Napból eredő részecskéket a Föld mágneses mezeje a sarkok felé téríti el, hiszen az új megfigyelések szerint a részecskék olyan pályán mozognak, melyekről a Föld különböző szélességi öveire szóródhatnak széjjel. Bizonyítást azonban a részecskék útvonalára vonatkozólag az eddig használt



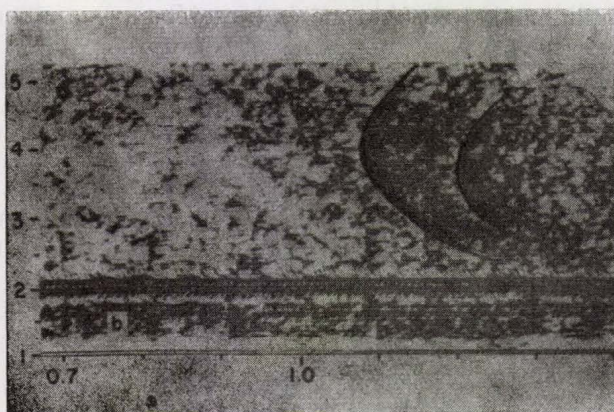
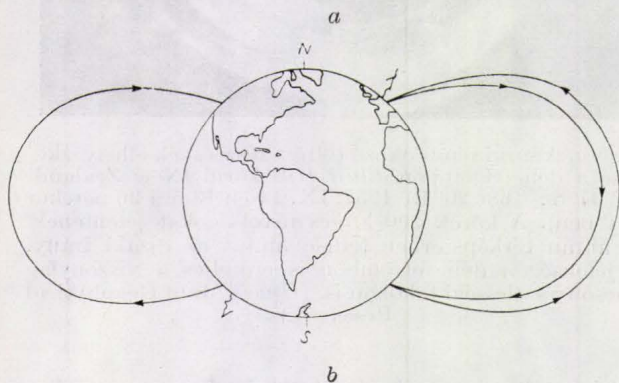
1. ábra. A sarki fényt okozó töltött részecskék elhelyezkedése a déli félgömbön *Bluff Hill* körül (New Zealand, 46° 37' S; 168° 20' E) 1957. IX. 14-én 13 óra 30 perckor (UT-ben). A körök 200 km-es távolságokat jelentenek, az ábrán térképszerűen felfelé mutat az északi irány. A jelenség a déli félgömbön is erőteljes a viszonylag alacsony szélességi fokokon is. (*Unwin, J. of Geophysical Research.*)

módszerek nem szolgáltathattak. Így pl. a rádióhullámokkal történő mérések esetében — amikor a ható részecskéket mint ionfelhőzetet keressük — a hullámoknak az ionizált közegben történő sebességváltozásai miatt nem lehet pontos magságadatokat kapnunk. Amellett ilyen méréseket csak a legsűrűbb rétegig végezhetünk (az ezen átment hullám a magasabban fekvő, esetleg ritkább felhőzetről már nem verődhetik vissza). A rakétákkal végzett mérések pedig (a sok kísérlet ellenére is) csak csekély számú szűrőpróbának felelhetnek meg. A PPI radarok mérései talán a legbiztosabbak, de ezeknek is megvan a hatókörzettel függő pontosságuk.

A mesterséges holdak, illetve égitestek műszereitől azonban már elvárhattuk, hogy választ adnak sok kérdésre, így többek között a Föld eddig nem ismert felső légkörébe betörő részecskék mennyiségére és elhelyezkedésére is. A szerző 1957 decemberében kifejtette, hogy a mesterséges holdak egyik legjelentősebb magas légköri mérési eredménye a sarkok körüli olyan anyagsűrűsödés kimutatása lehet, mely sűrűsödés a naptevékenység fokozódása esetén várható. Az eredmény valóban be is következett és legfőbb bizonyítéka lett a sarki fény régi elképzelések szerinti keletkezésének, újonnan megismert eloszlását is megmagyarázza, de ezt már csak a Van Allen öv jelenségeivel való szoros együttműködéssel.

Ha nem is olyan régi keletű, mégis jelentős múlttal bír már a légköri zavarok (a rádióvevőkészülékekben is hallható „sercegések”, stb.) magyarázata. A legrégebbi időtől kezdve villámokból induló elektromágneses hullámoknak gondolják őket. A harmincas években *Schindelhauer* azt a gondolatot vetette fel, hogy lehetnek olyan légköri zavarok is, melyeket nem a zivatarok

villámai okoznak, hanem a Föld messzire kitérő mágneses mezejének erővonalai mentén haladó elektronok rendezetlen mozgásai. Schindelhauer arra alapította ezt a feltevést, hogy megvizsgálván néhány európai és afrikai zavarregisztráló állomás irányra és erősségre vonatkozó adatait, továbbá a hozzátartozó meteorológiai helyzetet, több esetben nem talált magyarázatot a légköri zavarok keletkezésére vagy feltüntetett irányára, nem volt egyáltalában vagy hozzá elegendő távolságban zivatar. Ugyanakkor nem egyszer határozott irányok mutattak a felső légkörből induló zavarokra.



2. ábra. a): A „whistleres” (fütyty-hangú légköri zörzések) útja az eddig elképzelt légkör felett (a mai Van Allen övben). b): a whistleres frekvenciagörbéi (Pope felvétele)

A légköri zavarok eredetére vonatkozó bizonytalanság akkor kezdődött, amikor 1919-ben *Barkhausen* megbízást kapott a fronton, hogy hallgassa le az angol telefonbeszélgetéseket. A megfelelő berendezés elkészítése után *Barkhausen* a lehallgatott beszélgetéseket a távoli parancsnokságra továbbította hosszú telefonhuzalok segítségével. Miközben a művelet folyt, néha különös, zenei hangú zörzést is hallottak, melyet — hangutánzó szóval — először „piu”-nak neveztek el. Eredetéről fogalmuk sem volt. Később, amikor 1928-ban *Eckersley* és 1933-ban *Burton* és *Boardman* is észlelték az érdekes hangot, közönségesen „fütyty”-nek keresztelték el és azóta is „whistler” a neve. A legújabb időkben (1956) az Aleut-szigetek és Új-Zéland között végeztek (*Morgan* és *Allcock*)

fontos kísérleteket a légköri zavarok különös terjedési viselkedésével kapcsolatban. Megállapították, hogy a sokféle elnevezésű zavar (whistler, tweeks, Dawn Chorus, stb.) terjedési jelenségei valóban arra mutatnak, hogy a Föld egyes, pl. a déli félgömbön lévő zivataros pontjairól kiindulva zavarhullámok jutnak ki a külső légkörbe, ahol több földugrányi távolságban, nagy ívben kerülnek meg az egyenlítőt, majd az északi félgömb valamely pontján ismét jelentkeznek. Vagy fordítva, az északi félgömbön keletkezve így jutnak el a délre. A zavarok általában igen kis (1—10 kHz) frekvenciájú, szabálytalan alakú impulzusok sorozatából állanak. Terjedésük feltételezi, hogy a Földtől, annak egyenlítője mentén több földugrányi távolságban is kell lennie valamilyen, legalább gyengén ionizált gázrétegnek, mely ezeket az igen hosszú hullámokat visszakényszerítheti a Földre. Sőt az se kizárt lehetőség, hogy — mint még *Schindelhauer* gondolta — maguk a zavarok is ebben a távoli gázrétegben keletkeznek. Ha van ilyen réteg, akkor ebben a Föld mágneses erővonalai is jelentékeny szerepet kell hogy játszanak, annál is inkább, mert *Morgan* és *Allcock* egy legutóbbi (1957-es) közleményükben már arra mutattak rá, hogy a whistleres előfordulási száma és a naptevékenység, illetve földmágnesesség között jelentős (0,8) korreláció található.

Várható volt tehát, hogy az eddig ismert és általában 1000 km magasra értékelt légkör felett számunkra még ismeretlen kiterjedésű és tulajdonságokkal rendelkező valaminő gázréteg van, de kikutatása már reménytelen volt odavitt műszerek nélkül.

Ilyen előzmények után bocsátották fel a mesterséges holdakat, elsősorban abból a célból, hogy a Föld légkörének eddig el nem ért magasságaiban lehetséges rétegeit kutassák velük. A kozmikus sugárzás növekedésére feltétlenül számítottak és ezért a műszerfelszerelés legelőkelőbb darabja mindenkor ezt a sugárzást mérő berendezés volt.

Van Allen beszámol arról, hogy több rakéta- és ballonkísérletet hajtottak végre a világ különböző helyein, főleg Grönland közelében a magas légkörben tapasztalható kozmikus sugárzás megismerése céljából. Nevezetesen az ún. „rockoons” kísérletek, melyeknél hatalmas ballonok kb. 20—22 km magasságba vittek fel rakétát, melyek innen indulva 100 km-es magasságot értek el és ebből a magasságból hoztak le ejtőernyővel vagy küldtek le rádió segítségével adatokat a földi állomásoknak. Ez a 100 km-es magasság azért fontos, mert a világhírű norvég fizikus, *Störmer*, aki a sarki fény legjobb ismerője, több mint 12 ezer esetből ezt a magasságot találta a leggyakoribbnak.

Már ezekből a mérésekből eredő adatok is arra engedtek következtetni, hogy a kozmikus sugárzást alkotó részecskék azonosak a sarki fényt okozó részecskékkel és pályájukat a Föld mágneses erővonalai befolyásolják. Éppen ezért 1958 februárjában Canadában egész sorát lötték ki a két fokozatú rakétáknak, melyek segítségével meg is

állapították, hogy a látható sarki fényt okozó részecskék hidrogénmagok és elektronok. Még több sikert reméltek az 1958. január 31-én kilőtt *Explorer I* mesterséges hold mérési eredményeitől, annál is inkább, mert ezt a holdat csupán a kozmikus sugárzás mérése céljából küldték a magasba.

A kozmikus sugárzás erőssége — az *Explorer I* első eredményei szerint — valóban növekedett a magassággal, amint ezt várták is. Később azonban, az egyenlítő körüli magasabb régiókban hirtelen csökkent a kozmikus sugárzást jelző beütések száma, sőt az is előfordult, hogy a számláló berendezés semmit se jelzett. Majd, amikor a holdacska (excentrikus pályája miatt) visszakerült az alacsonyabb rétegekbe, ismét szaporodtak a beütések, olykor 30—50-re is másodpercenként. Az észlelt jelenséget egyelőre nem tudták magyarázni, arra gondoltak, hogy a számláló készülék romlott el. A magyarázat azért is nehéz volt, mert ezekben a holdakban a rádióadó nem állandóan jelzett, hanem az eredményeket egy magnetofon vette szalagra. Amikor a holdacska földi állomása fölé ért, egy felküldött rádiójelre megindult a rádióadás, a magnetofon szalagot gyorsan visszaforgatta egy szerkezet és pillanatok alatt leadta a mesterséges hold az eddig végzett méréseket. Erre a módszerre azért volt szükség, mert a Föld körüli úton a rádiójelek vétele egyáltalában nem volt biztosítható. Így azonban nem lehetett pontosan megállapítani, hogy merre járt a hold akkor, amikor a különböző sűrűségű beütéseket kapta. A következő holdakat már úgy szerelték fel, hogy megállapítható legyen a kozmikus sugárzás okozta impulzusok pontos ideje, illetve a magasság és a földi vetület, mely felett a beütések történtek.

A további mérésekből tehát már kitűnt (az *Explorer III*-at 1958. március 26-án lötték fel), hogy 300—500 km-es magasságok között a már eddig is várt kozmikus sugárzási erősségek jelentkeznek, de mielőtt a mesterséges hold felemelkedik keringése közben 750—900 km közé, gyorsan növekszik a beütések száma, majd váratlanul és hirtelen nullára csökken. Ismét arra kellett tehát gondolni, hogy a számláló vagy a GM-cső romlott el. Csak-hogy a műszert kalibráló csoport egyik tagja hasonló műszerek kalibrálása során, miközben mind több és több mesterséges beütést adagolt a GM-csővekre, bebizonyította, hogy a holdban használt berendezés egy bizonyos magas beütésszámnál többet nem tud feldolgozni, a számára maximális impulzusszámnál több beütés esetében egyszerűen nullát jelez. Feltételezhető volt tehát, hogy a holdacska helyezett műszer szintén nem azért jelzett nulla erősséget egy maximum után, mert azon a helyen nem észlelt kozmikus sugárzást, hanem azért mert sokkal több van annál, amennyit maximálisan mutathat.

Amikor már néhány hónapos adattömeget feldolgoztak, arra a következtetésre jutottak, hogy a kozmikus sugárzás erőssége a magas légkörben 1000 km-es magasságig is már kb. ezer-

szerese annak, amit a különböző elméletek nyomán eddig hirdettek. Az adatok megérték a közlésre és ugyanezen év májusában az Amerikai Fizikai Társulat, továbbá (az amerikai) Nemzeti Tudományos Akadémia ülésén *Van Allen* bejelentette az eredményeket és hozzáfűzött elméletét.

Véleménye szerint az *Explorer I* és *Explorer III* mérési eredményeiből arra kell következtetnie, hogy a magas légkörben az eddig kutatott rétegeken túl töltött részecskék, protonok és elektronok mozognak és mozgásukat a Föld mágneses mezeje szabályozza. Nem felejtette el megemlíteni *Störmer* nevét sem és elmondotta, hogy a töltött részecskék szerinte is azokon az utakon kerülnek a Föld közelébe, melyeket *Störmer* még 50 évvel ezelőtt számításokkal állapított meg, a Föld közvetlen közelében azonban a mozgások igen nagy sebességgel úgy történnek, hogy a részecskék együttes tömege mintegy öv veszi körül a Földet. Az öv határvonalai, illetve a részecskék mozgása szorosan összefüggnek a földmágnesség messze kitérő erővonaljaival.

Az új felfedezés természetesen megerősítésre szorult. A bizonyítást részben a szovjet mesterséges holdak adatai, részben pedig éppen a bizonyítás és a részletes felmérés jegyében útnak indított *Explorer IV* végezték.

E legutóbbi mesterséges holdnak felszerelése valóban a kozmikus sugárzás alapos megismerésére szolgált.

Már a kilövésénél gondot fordítottak arra, hogy röppályája minél jobban közelítse meg a sarkokat. Fontos volt ez a pálya, mert az előző *Explorerek*, miközben az északi vagy déli félgömbön a 33 fokos szélességig jutottak, a kozmikus sugárzás erősségének csökkenését jelezték, éppen úgy, mint a szovjet holdak, melyek legjobban megközelítették (de szintén nem érték el addig) a sarkokat.

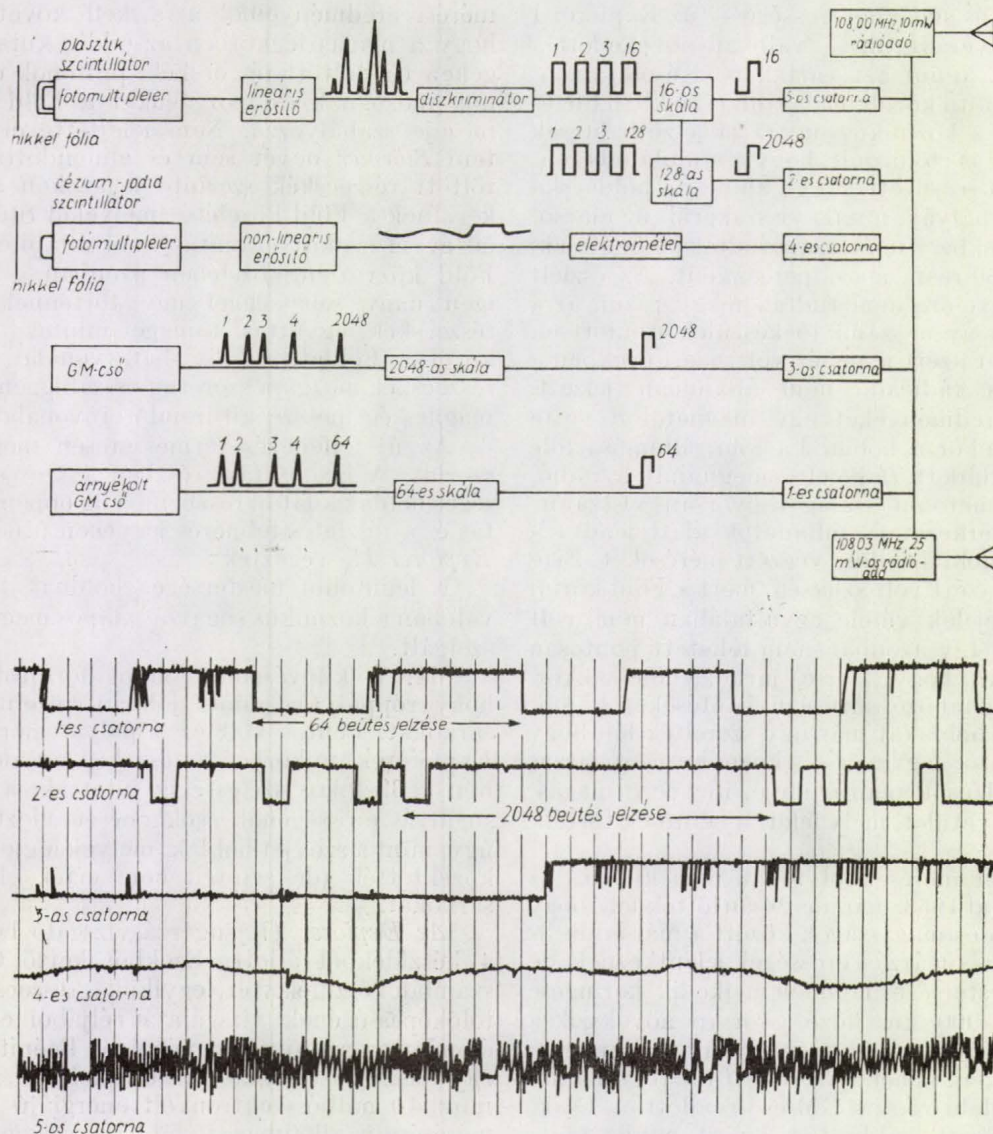
Az *Explorer IV* sugárzásvizsgáló berendezése 4 készülékből állott. Ezekből kettő GM-csőves számlálókészülék volt, egyikük a részecskék áthatolóképességének vizsgálata céljából egy mm-es ólomlemez szűrővel árnyékolva. Beépítettek még egy plazmatik szcintillátort multipleierrel, mely több mint 10 millió elektronvolt energiájú részecskék mérésére is alkalmas, továbbá egy igen érzékeny, vékony, cézium-jodid ablakú fotomultipleiert. Utóbbiakat a napsugárzás ellen vékony átlátszatlan nikkelfólia védte. Az erősítő berendezések igen széles dinamikával rendelkeztek, amennyiben egy ergnyi energiától a 100 ezer ergig tudták feldolgozni a számlálókészülékek jeleit.

A holdacska 1958. július 26-tól kezdve keringett a Föld körül, olyan ellipszis pályán, mely északra és délre is kissé meghaladta az 50-edik szélességi kört és legnagyobb magassága több volt 2000 km-nél. Jeleit szeptemberig vették. Huszonöt rádióállomás magnetofonszalagokra rögzítette az összesen 3600 keringésből származó rádiójeleket.

A szovjet mesterséges holdak már régebben szállították a kozmikus sugárzásra vonatkozó adatokat és így a szovjet és amerikai közléseket

figyelembe véve már 1958-ban kialakulhatott a Van Allen övvel gyűrűzött Föld részecskesugárzást mutató közeli körzeti képe, melynek részletei is igen érdekesek. Már az akkori ismeretek szerint is a legsűrűbb az öv az egyenlítőhöz legközelebb eső déli félgömbön, de ugyanakkor feltűnően látszik,

A sarki fény sok helyütt, de főleg a magasabb szélességek alatti előfordulását magyarázza meg ez a betüremlés. Eszerint a Van Allen öv ezeken a szélességi fokokon a Földre hajlik, majd meg is szűnik. Az azóta végzett mérések szerint a lehajlás sem jelent sima körülfogást, hanem inkább



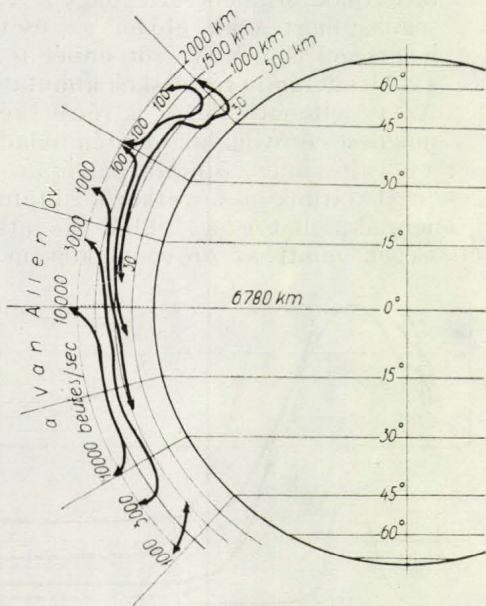
3. ábra. A Pioneer IV. mesterséges hold sugárzásmérő felszerelésének elvi rajza és a rádiójelek regisztrátumai.

hogy a magasabb szélességi övezetknél betüremlenek, belógnak a részecskék, hiszen az ottjárt holdak már alacsonyabb magasságban is annyi részecskét találtak, mint az egyenlítő felett jóval magasabban. Az 5. ábra szerint a kb. 50-ik szélességi fokon már 300 km-es magasságban annyi beütés volt, mint az egyenlítő felett 750 km-ben (30 beütés mp-ként). Ugyanakkor az 50-ik szélességi foktól a sarkok felé hirtelen csökken, majdnem nullára esik a beütések száma, ott már szinte megszűnik a kozmikus sugárzás (ezt az eredményt az északabbra, illetve délebbre is járó szovjet holdak mutatták ki).

elrojtosodott gallért. A lelógó szálak vagy vastagságuk miatt inkább oszlopok — esetleg több száz km-es átmérőjűek — másutt is előfordulnak, nemcsak a sarkok közelében. A mérések és az azt követő elméletek szerint ezek a lelógó szálak vagy „szarvak”, ahogyan az amerikaiak nevezik, jelentik azokat a lefelé irányuló utakat, amelyeken a Van Allen övben lévő részecskék felső légkörünkbe benyomulnak.

A sarki fényben sokszor szemmel is megfigyelhetők erősebben felvillanó, viszonylag keskeny szálak, oszlopok, melyek [maguk, illetve] nyalábja azonos ezzel a lenyúló rojttal vagy „szarvval”. Ha a

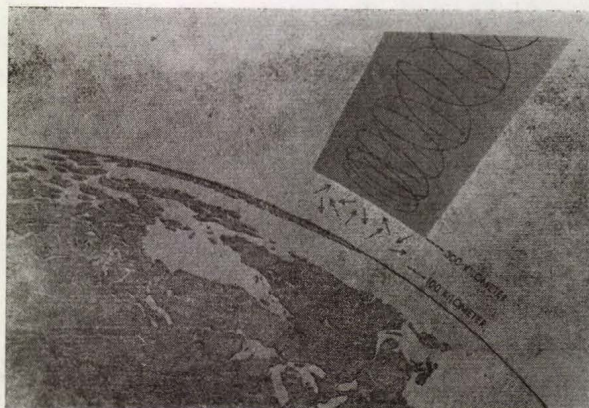
sebesség elegendő, amivel a részecskék lefelé rohannak, úgy gerjeszteni is tudják a korpuzkulák a felső légkör gázatomjait, ha nem, úgy — és valószínűleg az esetek nagyobb számában — csak ionizálják. A sarki fény vizsgálatára készült radarok (legtöbbje 25—35 MHz közötti frekvenciakon dolgozik), ezeket az ionsoportosulásokat, felhőgomolyokat is felfedezik (pl. a kühlungsborni mérések). A radarállomások adataiból kitűnt, hogy a Van Allen öv lelógó szarvaiban olykor 2000—3000 km/sec sebességgel rohannak lefelé a részecskék és egy-egy oszlopban akkora mennyiségben, hogy erősségük — mint áram — 10 ezer amper körüli értékre becsülhető.



4. ábra. A Van Allen öv elhelyezkedése a Föld körül az első mesterséges holdak mérései alapján. A 45 fokos északi szélesség felett látható a kb. 300 km-re lenyúló öv északi széle. Hasonló módon hajlik le köröskörül, délen is. A mérések idején a déli szélesség 15—30 foka között szintén van nagyobb intenzitású, süllyedő rész, a magassági adatok pontatlansága miatt azonban itt nem lehet a görbét meghúzni. A görbék az egyenlő beütésszámú síkok metszetei. (Van Allen közlése. Scientific Am.)

Amikor a részecskék leérnek a 100 km-es magasságba, összetorlódnak és sűrű felhőzetet alkotnak (ilyent mért nagyobb magasságban Harang). A radar mérések azonban már arra is rámutattak, hogy az összetorlódott részecskék — ugyancsak a 100 km-es magasságban — szinte robbanásszerűen szét is ugranak.

A Van Allen öv foszlányai tehát már magyarázatot adnak a sokfelé jelentkező „sarki” fény keletkezésére, de további mérések sorozata kellett ahhoz, hogy magának az övnek a kiterjedését és egyéb tulajdonságait megismerjük. Ezeket a méréseket már a „mesterséges bolygók” végezték. A nem szakember előtt talán tudományos szempontból haszontalannak tűnik a *Pioneer III*, és az 1959. I. 2-ikán felbocsátott *szovjet űrrakéta*, mely a *Pioneer IV*-essel együtt „mesterséges bolygóvá”

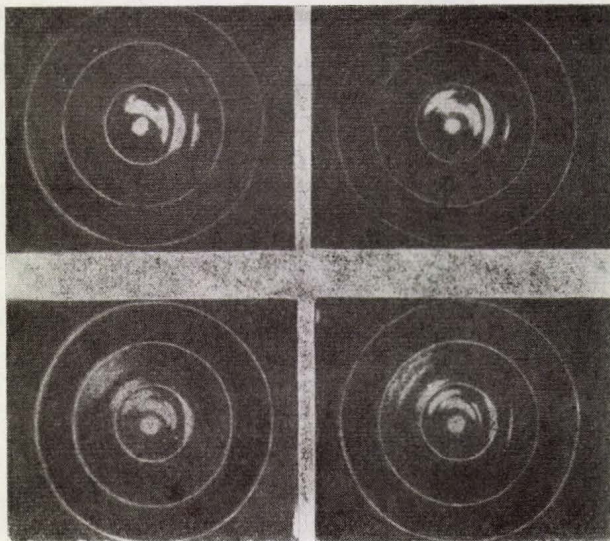


5. ábra. A Van Allen övből a magas légkörbe lenyúló foszlányok töltött részecskéi így közelednek a Föld felé és így okozzák a sarki fény jelenségét. (Jastrov. Scientific Am.)

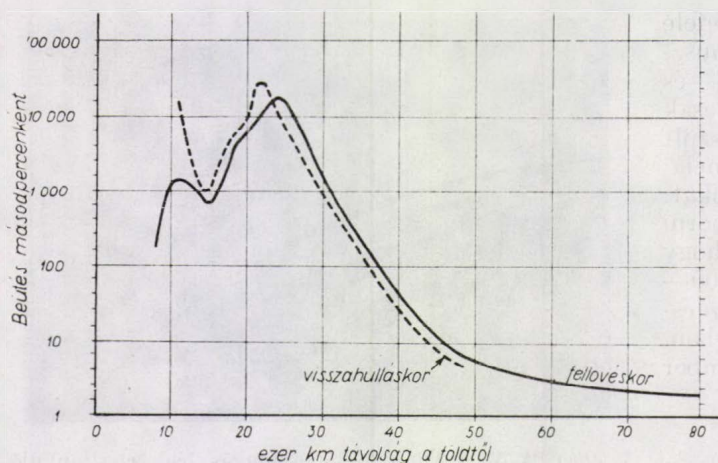
érdemesült, mert nem tudják, hogy a velük végrehajtott kísérletek tisztázták a Van Allen öv legtovábbi méreteit is és kielégítő választ adtak arra az érdekes kérdésre: vajon mekkora lehet az eddigi ismeretek után a kozmikus sugárzás erőssége a Földtől távolabb, esetleg a bolygóközi térben?

Számításba véve az eddigi szovjet és amerikai mesterséges holdak méréseit, továbbá a három nevezetes űrrakéta adatait, a következő kép állhat előttünk a Van Allen öv méreteiről:

Van Allen ez év februárjában kiadott közleményeiben már kettős övről beszélt, ezek a 2250 és 5470 km, valamint a 12 870 és 19 310 km között találhatók. Az öveket a földmágneses erővonalak sokaságából képzelt görbe felületek határolják a Föld felé is és az ellenkező oldalra is.

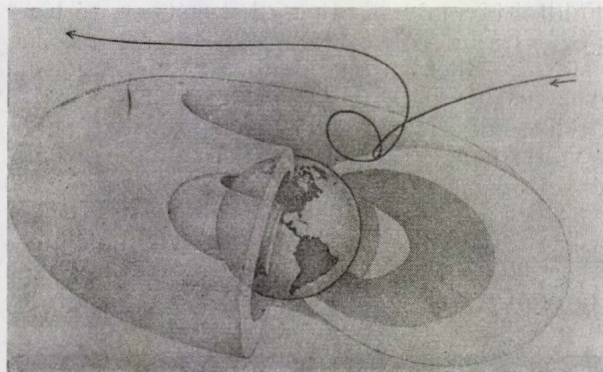


6. ábra. Két percenkénti radarechó felvételek szemmel nem látható, sarki fényt előidéző, töltött részecskékből álló felhőkről 1958. szept. 4. 16 óra 40 perctől kezdve. (NDK, Kühlungsborn, 54° 07' ; 11° 46' E). Látható a felhőzet gyors helyváltoztatása és közelsége az állomáshoz (a körök 500 km-es távolságot jelentenek). P. Glöde közlése

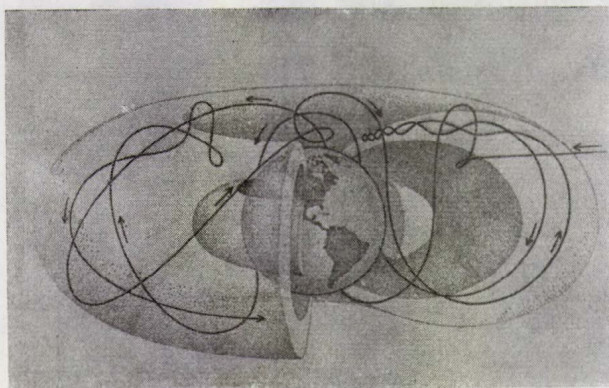


7. ábra. A Pioneer III. holdrakéta fellövése és visszahullása alkalmával mért kozmikus sugárzási adatok. (Van Allen, Scientific Am.)

A teljes kép látható a 8. ábránkon, melyen egyúttal egy elektron útja is megfigyelhető. Az elektront — mozgása következtében fennálló saját mágneses tere miatt — megfogta egy pillanatra



8. ábra. A Van Allen övek elhelyezkedése a Föld körül. Egy elektron útja, mely a világűrbeli jövet csak rövid ideig volt a Föld mágneses terének rabja.

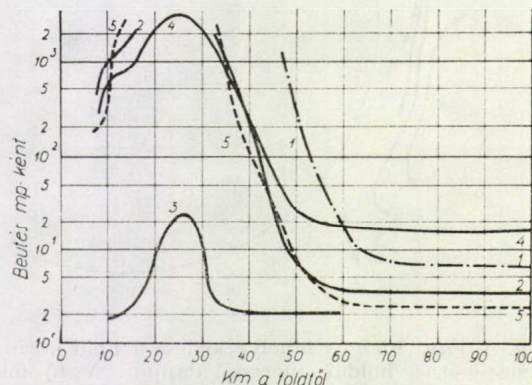


9. ábra. Egy lehetséges elektronmozgás a Van Allen övekben. Ilyen mozgások okozzák a sarki fényeket (a hurokolt mozgás az északi félgömb felső része felé), a különleges légköri zavarokat (a sarkok közötti íveken történő mozgás) és ugyanez az övekben észlelt kozmikus sugárzást.

a Föld mágneses tere, nagy sebessége miatt azonban kijuthatott belőle.

Ha valamely részecske megfelelő sebességgel vagy útvonalon érkezik a Föld közelébe, úgy a fent jelzett oknál fogva benne marad — valószínűleg egy ideig — a Föld mágneses terében, illetve annak abban a közeli részében, melyet a Van Allen öv foglal el. Ez a tér tehát nem azonos a régebben elképzelt földmágneses „törus” térrel, de hasonlít hozzá. Azok a görbe vonalak, melyeket a mágneses térbe befogott részecskék írtak le a Föld körül, igen nagy változatosságot mutathatnak. Mindenesetre nagy a sebességük, mert csak ebben az esetben lehetséges 4,5 MeV, sőt ennél is nagyobb energiájú részecskék kimutatása. Az is feltehető, hogy a részecskék a mágneses erővonalak mentén haladnak

és ez esetben valószínűleg spirális pályáján. Egy lehetséges utat látunk a következő ábránkon. A nagy energiák, illetve az ebből következő nagy sebességek miatt az erővonalakon mozgó



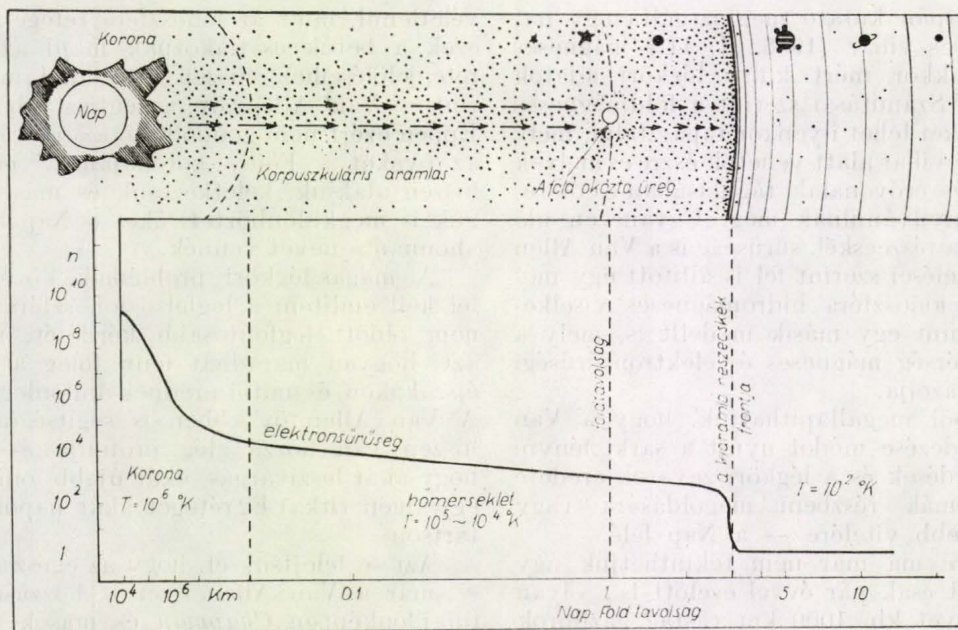
10. ábra. A szovjet holdkísérlet alkalmával felöltt űrrakéta adatai a kozmikus sugárzásról a Van Allen övben. Az 1-es görbe a 45 keV-os, a 2-es görbe a 450 keV-os, a 3-as a 4,5 MeV-os és a 4-es az összes másodpercenkénti beütéseket jelzi, melyeket szcintillációs számláló vett fel. Az ötös görbe mutatja a GM-csőes számlálással megállapított adatokat. (Vernov és társai nyomán). A távolságok ezer km-ekben értendők

részecskék a Föld sarkai közötti utakat — a sarkok érintése nélkül — a másodperc tört része alatt teszik meg. A részecskék energia és távolság szerinti eloszlását láthatjuk a 10-ik ábránkon, melyet Vernov, Csudakov, Ivanenko és más szovjet kutatók közlései alapján állítottak össze.

Az eddigi mérések tehát, melyeket a Van Allen övben végeztek, megerősítik a hosszú hullámú légköri zavarok különös terjedési, esetleg keletkezési módjai miatt felállított elméleteket. Ha ezek a hullámok kijuthatnak valahogyan a Van Allen övbe (a hogyan? — még nehéz kérdés!), az ottani útjuk az öv rétegszerűen elhelyezkedő, ívelt alakú felületein már könnyen magyarázható. Talán még könnyebb elhinni azt, hogy a

Van Allen övben (szabálytalan gyorsulással) mozgó elektronok maguk állítanak elő különböző légköri zavaroknak tűnő elektromágneses hullámokat. Ezt annál is inkább valószínűnek tarthatjuk, mert a „zenei hangú” légköri zavarok mérésekor újabban azt találták, hogy a frekvencia menetükben észrevehető inflexiók pont összefüggésbe hozható a Van Allen övben ugyanakkor mérhető részecske-sűrűséggel. Ha *Pope* analízisei a további mérésekkel megerősítve való-

talán mert abban az időben a Nap meglehetősen nyugalmi állapotban volt — oly gyengének mutatkozott a Van Allen övben a kozmikus sugárzás, hogy ilyen körülmények között egy gyorsabb rakétával különösebb védőfelszerelés nélkül is megkockáztatható ember számára a Föld elhagyása. Természetesen arra gondolni kell, hogy a Nap belső robbanásait vagy bármilyen kitöréseit előre nem tudhatjuk. A Van Allen övben tehát a naptevékenység szerint változik a sűrűség, de még



11. ábra. A bolygóközi térség elektronsűrűségi és hőmérsékleti viszonyai a mesterséges holdak mérései és a Van Allen öv felfedezése után *Obayashi* japán kutató szerint. Napkitörés után a rajz szerint helyezkednek el a részecskék a Föld felé nyomulásuk közben a Föld körül. (Report of Ionosphere Research in Japan.)

ban ilyen eredményre engednek következtetni, akkor abban a helyzetben leszünk, hogy „alulról” mondjuk majd meg, milyen sűrű a Van Allen öv. Ez lehet majd a repülési meteorológia feladata a jövő században.

A Van Allen öv — vagy inkább övek, hiszen még e sorok íródnak, a harmadik öv felfedezéséről számolnak be — teljes felmérése még folyamatban van, talán távoli feladat. A jelenlegi temérdek, de még mindig kevés adat egyelőre vitákra ad alkalmat, ezekből pedig különböző elképzelések születnek.

Elsősorban nehéz megállapítani, hogy a Van Allen övek hogyan keletkeznek valóban. Az a körülmény, hogy különbséget találhatunk az övek sűrűségében gyenge és erősebb naptevékenység idején, sőt ebben már periodicitást is észrevettek, mely a Nap 27 napos forgásidejével egyeztethető össze (*Jacchia*), arra mutat: a Van Allen öv részecskéi vagy legalábbis nagy részük a Napból származik. Ezt jelezte az első szovjet holdkísérlet is, amikor kb. 145 ezer km távolságig adta a rakéta a kozmikus sugárzás erősségéről szóló adatokat, melyek szerint —

ebből biztosan nem állapítható meg, vajon ugyanazok a részecskék szerepelnek az övben is, melyek a Napból szóródtak ki?

Vernov és *Csudakov* szerint a külső és belső övezet egymástól abban különbözik, hogy a külsőben kis, a belsőben nagy energiájú részecskék mozognak. Ezek szerint valószínű, kinn elektronok, belül pedig protonok száguldanak az erővonalak mentén. Arra is gondolnak, hogy a külső övben sokkal több a részecskék száma, mint a belsőben. Ugyanazon az erővonalon 15 ezer km magasságban 700-szor több részecskét számoltak meg, mint 400 km magasságban. A mérések azt mutatják, hogy nagyon csekély a levándorló részecskék száma (a felső övből az alsóba).

Vernov és *Christofilos* szovjet és amerikai fizikusok együttes elmélete szerint az is lehetséges, hogy a Van Allen övet a (bárhonnan jövő) kozmikus sugárzás okozza oly módon, hogy a felső légkör atomjaiba ütközve neutronokat keltenek és ezek (mivel a mágneses mező nem hat rájuk mozgásuk közben) minden irányba széjjelrobbanva okozzák az övben lévő gázatomok ionizálódását, melyeket azután fog majd a Föld mágneses jármába.

Az alsó övezet nagy energiájú részecskéi jelenlétének magyarázatára *Sklovszkij* és *Kraszovszkij* professzorok azt a lehetőséget is felvetették, hogy ez az öv mesterséges keletű. Számításaik szerint ilyen alacsonyán létrejövő övezet kialakulhatott a nagy magasságban végzett atombomba robbantások következtében is. Ezt a feltevésüket alátámasztja az 1958 augusztus végén, a Johnston-szigetek felett, nagy magasságban robbantott atombomba, mely nagy kiterjedésű és jól látható „mesterséges sarki fényt”, továbbá helyi ionoszféra-zavarokat okozott.

Obayashi japán kutató megvizsgálta egy nagyobb mágneses vihar (1958. II. 11.) mágneses és az ugyanakkor mért külső légköri adatok összefüggéseit. Számításai szerint a földmágneses térben rezgéseket lehet ilyenkor tapasztalni, mely rezgések csak a vihar alatt vehetők észre és melyek a földmágneses erővonalak tágulásában és összehúzódásában nyilvánulnak meg. Ugyanezen idő alatt változik a részecskék sűrűsége is a Van Allen övben. Elképzelései szerint fel is állított egy modellt a külső ionoszféra hidromágneses viselkedéséről, valamint egy másik modellt is, mely a bolygóközi térség mágneses és elektronsűrűségi viszonyait ábrázolja.

A fentiekből megállapíthatjuk, hogy a Van Allen öv felfedezése módot nyújt a sarki fényre vonatkozó kérdések és a légköri zavarok eredete körüli problémák részbeni megoldására vagy legalábbis feljebb vitelére — a Nap felé.

Mindenestre ma már nem tekinthetjük úgy a Földet, mint csak pár évvel ezelőtt is: olyan gömbnek, melyet kb. 1000 km vastag gázburok vesz körül. Valószínű, hogy elfogadható az az érvelés, mely szerint a legtöbb bolygó tulajdonképpen a Nap külső légkörében él, de még ebben az esetben is beszélhetünk a bolygók és így a Föld saját légköréről is. Csak éppen nehezebb most már megfogalmazni, mit is értünk „saját légkör” alatt? Nem állíthatjuk, hogy a régebben felvett 1000 km vastag gázburok feltétlenül földi

eredetű, legfeljebb azt, hogy sajátja a Földnek, mert tömegvonzási vagy más erejénél fogva magánál tudja tartani. Ezen az alapon viszont a bárhonnan származó részecskék is a Földé, hiszen a földmágnesség erejével tartja magánál a Van Allen öv kb. 20 ezer kilométerre kiszélesedő légvételeit is. Nagyon valószínű tehát, hogy ki kell „terjesztenünk” a Föld légkörét, mégpedig a Van Allen övek legkülső határáig, melyet eddig kb. 50 ezer km távolságban mértek.

Azt is elképzelhetjük, hogy a Van Allen öv is bizonyos idő múlva betűjelzéseket kap, ha nem is véletlenül, mint az ionoszféra rétegei. Sőt, talán ezek a betűk csatlakoznak majd az ionoszféra rétegjelöléséhez, hiszen az eddigi mérések szerint a Van Allen öv a legtisztább ionoszféra. Éppen ezért nem gondolható az sem, hogy ezeket az öveket a Föld „koronájának” nevezzék el, hiszen alakjuk, keletkezésük és más tulajdonságuk is megkülönbözteti őket a Nap koronájától, ahonnan a nevet vennék.

A magas légköri problémák között utoljára fel kell említeni a legfelső ionoszféra eddig meg nem oldott legfontosabb kérdését, nevezetesen azt, hogyan maradhat fenn főleg a hosszú téli éjszakákon és mitől erednek különleges zavarai? A Van Allen öv ebben is segítségünkre jöhet, hiszen van hozzá elég protonja és elektronja, hogy akár leszivárgás, akár újabb ionizáció révén egy (igen ritka) F2 réteget akár napokig is fenntartson.

Azt se felejtjük el, hogy az egész felső légkör — már a Van Allen övet is hozzászámítva — tulajdonképpen *Chapman* és mások által emlegetett hidromágneses törvények, a még kevésbé ismert plazmatörvények szabályai szerint él fellettünk és csak akkor ismerhetjük ki jobban, ha majd ezeket a törvényeket is alkalmazni tudjuk a mesterségesen előidézett és a felső légkört hűen utánzó plazmákon.

Dr Flórián Endre

Marcell György Obszervatórium

A termikus reaktorok fizikai elmélete I.

1. A reaktor-elmélet általános kérdései

Az a tény, hogy bizonyos nehéz atommagokat neutronokkal széthasítva újabb neutronok jönnek létre és a hasadási aktusok átlagban egynél több neutron létrejöttét eredményezik, megadja a lehetőséget önfenntartó láncreakció létrehozására.

Nyilvánvaló azonban, hogy nem minden hasadó anyagot tartalmazó rendszer (sokszorozó rendszer) alkalmas önfenntartó láncreakció megvalósítására. Az önfenntartó láncreakció létrehozására alkalmatlan sokszorozó rendszereket *szubkritikus rendszereknek* hívjuk. Ilyen rendszerben egy kezdeti neutronsztintet létrehozva, és a rendszert

magárahagyva mindaddig nem áll be stacionárius állapot, amíg a rendszer neutronjai a rendszerből való kiszökés, illetőleg az atommagokon való befogódás következtében el nem fogynak. *Szuperkritikusnak* egy olyan rendszert nevezünk, amelybe, ha neutronokat injektálunk és a rendszert magárahagyjuk, nem áll be stacionárius állapot, hanem a láncreakció egyre terebélyesedik, a neutronsztím állandóan növekszik, azaz a folyamat divergál. Végül *kritikus* az a rendszer, amelyben a neutronok injektálása után egy zérustól különböző stacionárius neutronsztint áll be. A kritikus és szuperkritikus rendszerekben tehát a láncreakció külső neutronforrás nélkül sem akad el, a láncreakció önfenntartó.

Mint ismeretes, a maghasadások révén felszabaduló energia hasznosítása atommagreaktorokban történik. Atommagreaktoron teljes általánosságban egy olyan sokszorozó rendszert értünk, amely céljaink szerint kritikussá, illetve szuper- vagy szubkritikussá tehető. Ahhoz ugyanis, hogy a láncreakció néhány neutron hatására meginduljon és egyre tovább szélesedjen, míg a kívánt neutronsűrűséget el nem érjük, szuperkritikus rendszerre van szükség. Ha a neutronsűrűséget már nem akarjuk tovább növelni, a rendszert kritikussá kell tennünk. Végül a láncreakció megszüntetéséhez szubkritikus állapotot kell megvalósítani.

Az, hogy egy rendszer kritikus-e vagy sem, a rendszer adataitól (méret, összetétel, elrendezés) függ. A reaktor vezérlés éppen azáltal történik, hogy például szabályozó rudak mozgatásával oly módon változtatjuk a rendszer adatait, hogy az kritikussá, illetve szuper- vagy szubkritikussá váljon.

A reaktorban végbemenő sokszorozási folyamat jellemzésére gyakran használják a sokszorozási tényező fogalmát. Ez a tényező, amelyet k -val jelölünk, azt adja meg, hogy a rendszerben állandóan „születő” és „elhaló” neutronok száma hányszorosára növekszik egy neutron „generáció” élettartama alatt.

Szokásos eljárás egy rendszer kritikusságának, illetve szuper- vagy szubkritikusságának fogalmát a sokszorozási tényező segítségével definiálni. E szerint akkor mondunk egy rendszert kritikussá, ha $k=1$, azaz ha benne a neutronsám nem változik. A $k \geq 1$ esetekben beszélünk szuper-, illetve szubkritikus rendszerről. A következőkben sokszor fogunk erre a definícióra hivatkozni.

Hogy a kritikusságnak ez a kétféle definíciója mennyiben egyenértékű és ez utóbbi definíció mennyiben tekinthető egzaktnak, arra még a későbbiekben vissza fogunk térni.

A k meghatározásából nyilvánvaló, hogy valamely véges rendszer sokszorozási tényezője így írható:

$$k = k_{\infty} \cdot P \quad (1,1)$$

Itt k_{∞} a megfelelő azonos összetételű és elrendezésű végtelen rendszer sokszorozási tényezője, P pedig annak valószínűsége, hogy egy neutron nem szökik ki a rendszerből. $P < 1$, és így $k < k_{\infty}$.

Az is világos, hogy

$$k_{\infty} = c \eta \quad (1,2)$$

ahol η azon neutronok átlagszáma, melyek egy az „üzemanyagba” (hasadó anyag) befogódott neutron révén keletkeznek, c pedig egy később részletezendő arányossági tényező. Belátható, hogy

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}} \quad (1,3)$$

ahol ν az egy hasadási aktusban keletkező neutronok átlagszáma Σ_f , illetve Σ_{aU} az üzemanyag

makroszkopikus* hasadási, illetve teljes befogási hatáskeresztmetszetét jelölik. (Σ_{aU} -ben a hasadásra vezető és nem vezető befogás keresztmetszete egyaránt bennfoglaltatik.)

A hatáskeresztmetszetek és a ν mennyiség energiafüggése miatt η is energiafüggő. Megadjuk η numerikus értékeit az üzemanyagba befogódó termikus** és gyors neutronokra, valamint különböző hasadó anyagokra vonatkoztatva.

Hasadó anyag	η (termikus)	η (gyors)
U^{233}	2,29	$\sim 2,45$
Pu^{239}	2,08	$\sim 2,7$
U^{235}	2,07	$\sim 2,3$
Természetes urán	1,34	< 1

1,1 táblázat

Az itt szereplő értékek közül adott üzemanyag esetén aszerint kell egyiket vagy másikat használni, hogy milyen energiájú neutronokra alapozzák a reaktor működését, azaz milyen energiájú neutronok felelősek a hasadások túlnyomó részéért. A következőkben részletesen fogunk foglalkozni a kritikusság feltételeivel kapcsolatos további problémákkal. Előbb azonban néhány alapvető kérdést beszélünk meg. Ezek közül az első az atommagreaktorok üzemanyagának problémája lesz.

Az üzemanyag

Nem minden hasadó anyag alkalmas üzemanyagnak. Üzemanyagként olyan hasadó anyagot lehet csak felhasználni, amely a következő három kikötést teljesíti: 1. Hasadásakor egynél több neutron keletkezik; 2. A hasításra vezető reakció exoterm, és a keletkező neutronok energiája megfelelő értékkel magasabb, mint a reakció létrehozásához szükséges energia; 3. Nagy tömegben található, illetőleg előállítható.

A második követelmény azonnal érthetővé válik, ha meggondoljuk, hogy a neutronok keletkezésük után általában nem szenvednek rögtön

* Valamely anyagnak valamilyen folyamatra vonatkozó makroszkopikus hatáskeresztmetszetén, a megfelelő mikroszkopikus hatáskeresztmetszetnek az 1 cm^2 -ben található atommagok számával való szorzatát értjük. A makroszkopikus hatáskeresztmetszet fizikai jelentése igen egyszerű: pl. a $\Sigma_f dx$ szorzat annak valószínűsége, hogy egy neutron dx úton hasítást okoz. A neutron-áram I intenzitása így $dI = -I \Sigma_f dx$ értékkel csökken dx úton a hasítások következtében. Innen azt kapjuk, hogy

$$I(x) = I(0) e^{-\Sigma_f x} = I(0) e^{-\frac{x}{\lambda_f}}$$

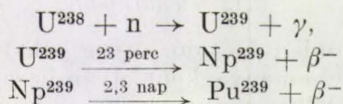
A λ_f mennyiséget hasítási szabad úthossznak nevezzük. Hasonlóan definiálhatunk más folyamatokra (abszorpció, szórás) is szabad úthosszat.

** A rendszerrel termikus egyensúlyban levő neutronokat nevezzük termikus neutronoknak. Átlagos energiájuk szobahőmérsékleten $0,025 \text{ eV}$.

hasításra vezető ütközést, hanem előbb szóródások révén lelassulnak és így, ha a keletkező neutron energiája nem lenne a hasításhoz szükséges energiánál megfelelő értékkel magasabb, mire a hasításra sor kerülne, a neutronok már nem rendelkeznének a szükséges energiával, és a láncreakció elakadna.

A fenti követelmények mindegyikének csak az uránium 233-as és 235-ös izotópja, valamint a plutonium 239-es izotópja felel meg. Ezek közül a természetben csak az U^{235} fordul elő, mint a természetes urán egyik alkotórésze. Mint ismeretes, a természetes uránnak 0,72%-a a 235-ös, 99,27%-a a 238-as izotóp. A fennmaradó részt a 234-es izotóp alkotja. Ebből azonnal látszik, hogy a természetes urán viszonylag kedvezőtlen üzemanyag. Ugyanis a 238-as izotópot csak az 1,1 MeV-nél nagyobb energiájú neutronok hasítják. Az urán hasadása során keletkező neutronok átlagenergiája viszont 2 MeV körül van, tehát az 1,1 MeV-nél nem sokkal magasabban. A hasadási neutronok energiája így gyorsan az 1,1 MeV „küszöbenergia” alá csökken, és az U^{238} hasítása csak ritkán következik be. Ugyanekkor az U^{238} sugárzási befogással szembeni keresztmetszete 100 eV alatt több éles rezonanciacsúcot mutat. Az itt létrejövő sugárzási befogás lényegesen hátráltatja a láncreakció kifejlődését.

Nem szabad azonban azt hinnünk, hogy az U^{238} -as magoknak csak negatív szerepük van az önfenntartó láncreakció szempontjából. Ismeretes, hogy éppen az előbb említett sugárzási befogás következtében az U^{238} -as mag Pu^{239} -é alakul a következő séma szerint:



Mivel, mint említettük, a Pu^{239} igen alkalmas üzemanyag, megállapíthatjuk, hogy az U^{238} „termékeny” anyag, amennyiben neutronbesugárzás hatására üzemanyaggá alakul. Hasonlóan termékeny a Th^{232} is, mely neutronokat befogva Th^{233} -á alakul, mely viszont végső fokon U^{233} -á bomlik.

Ezek után rátérünk a reaktorban lejátszódó hasadások termékeinek és ezek felhasználási területeinek vizsgálatára.

A maghasadás termékei és ezek felhasználási lehetősége

Ha egy neutron az említett üzemanyag magok valamelyikét hasítja, akkor ennek eredményeképpen 1. „repsz magokat” (fission-fragments), 2. β sugarakat és antineutrínókat, 3. γ sugarakat, 4. energiát és 5. neutronokat nyerünk.

Mint ismeretes, a repesz-magok (Kr^{87} , I^{139} stb.) β és γ sugárzók, és így elsősorban nyomjelzőként használhatók. A γ sugarakat előnyösen alkalmazzák kémiai reakciók (pl. polimerizáció) indukálására. A reaktorokat igazán jelentőssé azonban az

teszi, hogy segítségükkel energiát, illetve neutronokat lehet termelni.

Az egy atommag hasadásakor felszabaduló energiának az a része, mely számunkra hasznosítható, hő formájában jelenik meg. Egy U^{235} mag hasadásakor kb. $1,8 \cdot 10^8$ eV hőenergia szabadul fel. Ezt összevetve, az egy szénatom elégésekor keletkező 2,96 eV energiával, látjuk, hogy a hasadóanyag rendkívül koncentrált üzemanyag. A benne rejlő energia felszabadítását a világ ismert energianehézségei teszik fontossá. A becslések szerint ugyanis, a „klasszikus üzemanyagok” felhasználása révén a jelenlegi költség kétszeresénél kisebb költséggel nyerhető energia nem több, mint $1,6 \cdot 10^{20}$ cal. Ez a számítások szerint azt jelenti, hogy kb. 100 éven belül kimerülnek a gazdaságilag hasznosítható klasszikus energiaforrások.

Ezzel szemben a Föld urán és thorium készletének csak azon részével számolva, melynek felhasználása a magtechnika fejlődésével előreláthatóan rentábilissá válik, az adódik, hogy a rendelkezésre álló összes hasadási energia kb. $2,5 \cdot 10^{21}$ cal, azaz tízszerese annak, amit a klasszikus üzemanyagok nyújtanak.

Az atommagreaktorok legfontosabb termékei az energia mellett, maguk a hasadásokat előidéző neutronok. Láttuk, hogy egy neutronnak az üzemanyagba való befogódása révén átlagban η új neutron keletkezik. Ezen η neutron közül, 1-re szükség van a láncreakció továbbfolytatásához, $\eta - 1$ neutron pedig részben elvesz, azaz kiszökik a rendszerből, befogódik a szerkezeti anyagokba stb., részben rendelkezésünkre áll.

A rendelkezésünkre álló hányadnak egyik legfontosabb felhasználási területe a Pu^{239} és U^{233} izotópok „tenyésztése” (breeding). Ezek, mint már említettük, kiváló üzemanyagok. A Pu^{239} és U^{233} magok előállításának folyamatára az ún. tenyésztési arány (C) jellemző. C az egységnyi idő alatt a reaktorban keletkező és az ugyanezen idő alatt megsemmisülő hasadóképes magok számának hányadosa. Részletes becslések azt mutatják, hogy pl. egy természetes uránnal működő reaktor esetén $1,07 > C > 0,59$.

A felesleges neutronok egy részét előnyösen használhatjuk olyan fizikai, elsősorban magfizikai és szilárdtestfizikai kísérletek lefolytatásához is, melyeknél nagy neutronsűrűsége van szükség. Nem nehéz felmérni, hogy milyen nagy jelentőségük van az atommagreaktoroknak ezen a téren is, ha meggondoljuk, hogy rajtuk kívül csak a természetes források és a gyorsítóval kiváltott magreakciók állnak rendelkezésünkre neutronforrásként. Márpedig pl. egy 10 curie-s Ra-Be forrásból kb. 10^8 sec^{-1} gyors (átlagban 4,8 MeV-es) neutron jön ki a teljes térszögben. Ezeket még kollimálni kell és ha termikus neutronokra van szükség, le is kell lassítani, ami hatalmas veszteségeket okoz. Ezzel szemben pl. a csillebércei reaktorból kb. $10^8 - 10^9$ neutron jön ki pro cm^2 , pro sec , és ezek már kollimált termikus nyalábot alkotnak.

Felhasználhatjuk a neutronokat sugárzó izotópok nagybani előállítására is. Gondoljunk pl. arra, hogy egyik legfontosabb nyomjelzőnk a C^{14} , az N^{14} -ből képződik neutron besugárzás hatására.

Az atommagreaktorok felosztása

Az atommagreaktorokat céljaik szerint felosztva beszélhetünk kísérleti reaktorokról, melyek a kísérleti fizikusok neutronfluxus igényeit vannak hivatva kielégíteni, energetikai reaktorokról és új atommagokat létrehozó ún. tenyésztő reaktorokról.

A következőkben mi nem ezt a felosztást fogjuk követni, ugyanis a reaktorelmélet szempontjából lényegesebb a reaktorok belső tulajdonságai szempontjából való csoportosítás. Ezeket tekintve a jelenleg működő atommagreaktorokat feloszthatjuk: 1. A hasadást okozó neutronok többségének energiája szerint, 2. üzemanyaguk szerint, 3. a bennük alkalmazott moderátor (lassító) szerint, 4. a hő elvezetésének módja szerint és végül 5. a hasadó anyag elrendezése szerint.

1. A felosztásnál a leglényegesebb szempont a neutronok energiája. A hasadásokat okozó neutronok energiája szerint megkülönböztetünk „gyors” (a hasadást okozó neutronok energiája $E > 10^5$ eV), „közepes energiájú” ($0,025 \text{ eV} < E < 10^5 \text{ eV}$), és „termikus” ($E = 0,025 \text{ eV}$) reaktort.

Jelenleg a világon működő reaktorok többsége termikus, azonban az utóbbi időben fokozódik az érdeklődés a másik két reaktortípus iránt is. Ennek egyik legfőbb oka az, hogy mint láttuk, gyors neutronokra az η érték nagyobb, mint a termikus tartományban, márpedig be lehet látni, hogy ez a tenyésztési arány szempontjából igen kedvező. A gyors reaktorok felé fordította a figyelmet az is, hogy ezeknél nem lép fel a xenonmérgeződés néven ismert jelenség, melyet később fogunk tárgyalni.

A gyors reaktorok egy további előnye, hogy η magas értéke és a moderátor hiánya miatt sokkal kisebb méretekkel lehet boldogulni.

A gyors reaktorok hátránya az, hogy sokkal nehezebben szabályozhatók, mint a termikus reaktorok. Ennek az az oka, hogy a neutrongenerációk élettartama sokkal kisebb, mint a termikus reaktorban. Ugyanis a hasadások 10^5 eV felett következnek be, s ily módon a neutronok élettartama annyi csökken, amennyi időt a 10^5 eV-ról való lelassulás, és a termikus energián való bolyongás igénybe venne. Többek közt ezért mintegy kompromisszumképpen próbálkoznak az utóbbi időben közepes energiájú neutronokkal működő reaktorok beállításával.

* Nem szabad persze azt hinnünk, hogy a reaktorok neutronforrásként való alkalmazása csökkenteni fogja a gyorsítók jelentőségét ezen a téren. Utóbbiak legfőbb előnye az, hogy segítségükkel hasadási energia feletti energiájú neutronokat is kaphatunk, ami reaktorral persze lehetetlen.

2. Az üzemanyag szerinti felosztásban megkülönböztethetünk természetes uránnal, dúsított uránnal, valamint Pu^{239} -el és U^{233} -al működő reaktort.

Az 1,1 táblázatból látható, hogy természetes uránt alkalmazva üzemanyagként, gyors neutronokra $\eta < 1$. Mivel az (1,1)-ben szereplő P faktor kisebb, mint 1 és ugyanez általában az ott szereplő c -vel kapcsolatban is belátható, nyilvánvaló, hogy az ilyen rendszer csak akkor tehető kritikussá, ha úgy tervezzük, hogy a hasadások túlnyomó többségét termikus neutronok okozzák. Ebből a célból lassítót kell alkalmazni, ami a méreteket erősen megnöveli. Erre a növekedésre annál inkább szükség van, mert η még termikus neutronokra is viszonylag kicsi, és ezt a P faktor növelésével kell ellensúlyozni. Dúsított urán vagy plutonium alkalmazása kisebb méreteket tesz lehetővé.

3. A „közepes energiájú” és „termikus” reaktorokban gondoskodni kell a hasadási neutronok lelassításáról. Ehhez olyan anyagokra van szükség, melyek előnyös lassítási tulajdonságokkal bírnak. Arról, hogy milyen szempontok alapján lehet ezeket az anyagokat kiválasztani, és melyek a legjobb lassítók, a későbbiekben lesz szó.

4. A reaktor aktív zónájában keletkező hő elvezetése történhet mindenekelőtt valamilyen hűtőanyag (levegő, víz, széndioxid, folyékony fém stb.) cirkuláltatása útján. Ha az üzemanyag vagy a moderátor, vagy esetleg mindkettő folyadék alakjában van jelen, akkor nem kell külön hűtőanyag, a hőt elvezethetjük egyszerűen ezek cirkuláltatása révén is. A hűtés egy további lehetséges módja az, hogy a reaktor valamely folyékony alkotórészét forrni engedik és a keletkező gőzt kívül kondenzálják.

5. Az üzemanyag elrendezését tekintve beszélhetünk heterogén és homogén reaktorról. A heterogén elrendezésnél az üzemanyag rudak formájában van a moderátorba ágyazva. (Ennek a szerkezetnek egy máglya fahasábjainak elrendezéséhez való hasonlatossága vezetett az atommáglya elnevezéshez.) Homogén reaktornál az üzemanyagot egyenletesen keverik el a moderátorban. A kétfajta elrendezés összehasonlításával még foglalkozni fogunk.

Látható, hogy a reaktor belső tulajdonságait tekintve, a lehetőségek igen sokfélék. A továbbiakban nem tárgyalunk minden lehetőséget, csak a termikus reaktorok elméletének vázlatos ismertetésére szorítkozunk. Ezen belül is elsősorban a reaktorelmélet fizikai oldalával, azaz a reaktorok kritikussági feltételeinek elméletével, és a reaktorban uralkodó neutroneloszlás számításával foglalkozunk. Ez utóbbi probléma egyrészt a kritikussági feltételek megadása, másrészt a reaktorban keletkező hőenergia eloszlásának megismerése szempontjából fontos. Mindamellet a reaktorok dinamikájával kapcsolatban mérnöki jellegű problémákat is érinteni fogunk.

*Hraskó Péter — Kosály György
Központi Fizikai Kutató Intézet*

A fizika középiskolai tantervéről

Ma már a fizikán kívüllállók is elismerik, hogy a fizika fontos tantárgy, hiszen a technika fejlődése ezt elég világosan megmutatja. Mivel szó van új középiskolai tanterv elkészüléséről, talán hasznos lesz néhány didaktikai szempont idejekorán történő tisztázása, hogy a leendő tanterv minden szempontból az elérhető legjobb legyen.

Ma hazánkban a tanterv készítésével foglalkozók valamennyien egyetértenek abban, hogy a fizika tantervének materialista, marxista szelleműnek kell lennie, és olyan tanítás alapjául kell szolgálnia, amely a tanulók logikai és gyakorlati képességeit a maximumig fejleszti. Azonban a tények, az eredmények beszélnek, a jó szándék egymagában nem elég.

Az általános iskolai fizikatanítás feladata egy általános áttekintés megadása a szemlélet, a tapasztalat alapján. Ez igen fontos és nélkülözhetetlen feladat. Azonban a rendszerezés, a logikai felépítés a középiskolai fizikatanításra vár. Itt pedig döntő a sorrend kérdése.

A fizika történelmileg kialakult sorrendje egyszerűsmdn a logikai felépítést is visszatükrözi és mintaszerűen dialektikus. A mechanika, a halmazállapotok fizikája adja meg a bevezetést, az alapot. Az erő, a forgatónyomaték, a munka, az energia fogalmait innentől kezdve szükségessé teszi a fizika valamennyi későbbi fejezetében. A mechanika és halmazállapotok mechanikája után következik a hőtan. Az elektromosságtan nagy fejezetében az elektrosztatikai alapfogalmaktól a váltóáram és rádióhullámok tanáig egyik fogalom a másikhoz fűződik, mint a lánc szemei. A geometriai és fizikai fénytán az elektromosságtanhoz kapcsolódik, végül betetőzi az épületet az atommagfizika és a csillagászat elemeinek tanítása. Akit tanulmányai során végigvezettek a gondolatoknak ezen a piramisán, az tudja, milyen természettudományos és dialektikus nevelő erő van benne. A szakember (tanár, fizikus) tudja: másképp, más sorrendben nem is lehetséges az ismeretszerzés, ha a cél a megértés, a logikai rend, nem pedig emésztetlen képletek egymásra dobálása. Nem is lehet másképp, hiszen az előbb megszerzett fogalmak, ismeretek szükségessé teszik a későbbiek felépítéséhez. Ezért csak az előbb idézett klasszikus sorrend lehet a középiskolai fizikatanítás sorrendje.

Ezzel ellentétben végzetesen elhibázott volna például a fizika fejezeteinek ilyen sorrendje: I. osztályban anyagszerkezet és hőtan, a II. osztályban az egész elektromosságtan, a III. osztályban a mechanika, a IV. osztályban sugárzások tana és atomfizika. Azt hiszem, ha keverőgéphe tenné valaki a fizika diszciplínáit, akkor sem jöhetne ki váratlanabb és szerencsétlenebb sorrend.

A fizika egyes fejezetei elvontabbak, mint a többi, nagyobb absztraháló képességet és megfelelő tanítást kívánnak. Ezért jól bevált (nagy vonalaiban) az eddigi sorrend, amely szerint csak a II. osztályban, kis órásszámmal kezdődött a fizika, a mechanika elemeivel és a III., IV. osztályban fokozódó órásszámban került sorra a többi fejezet, a III. osztályban a mechanika második része, a halmazállapotok fizikája és a hőtan, a IV. osztályban az elektromosságtan, fénytán, atomfizika és a csillagászat elemei. Így minden sorban egymásra épült, közben a tanulók fokozatosan megszerezték a szükséges matematikai alapismereteket és javult absztraháló képességük. Javasolt órásszámok: II. o. 2 óra, III. o. 4 óra, IV. o. 5 óra. Vajon a II. osztályban az egész elektromosságtan eredményesebben volna tanítható, mechanika előtt és nélkül, mint a jelenlegi bevezető mechanika rész? Egyébként téved, aki a geometriai

fénytán vagy a hőtan, középiskolai fokon tekintve gyermekesen könnyű részeknek tartja. Mit jelenthet a legelőjén az anyagszerkezet tana, amikor a tanulók még semmi konkrétumot nem tudnak, amiből a természet-tudományok tanításának elfogadott induktív módszerével következtetéseket vonhatnak le?

A csillagászatnak esetleg külön tárgyként való tanítása didaktikailag helytelen, mert heti egy órással tárgyat nem életképes, azonkívül az egész csillagászati anyag legfeljebb 10, esetleg 15 órát tesz ki, nem pedig 30-at. Az egyes csillagászati problémák, ide értve a gravitációt, jobban taníthatók a maguk helyén, mint így kiragadva.

További kérdés a tananyag kiválasztásának bősége. A mindennapi élet, az iskolából a termelő munkába kikerülő tanulók érdeke (és ha szabad megemlíteni, az egyetemeken igénye is) azt kívánja, hogy az alapfogalmak legyenek biztosak, például a tanuló tudjon bánni a forgatónyomaték fogalmával, a munka és energia egységeivel, Ohm törvényével, a leképezés sajátágaival és gyakorolja be az erre vonatkozó műveleteket tanulói kísérletekben, feladatmegoldásokban. Ez a lényeg, az eredményes tanításnak ez a módja és a célja. Emellett az általános műveltség szempontjából ismeretterjesztési modorban ismerjen meg a tanuló egyet-mást televízióról, tranzisztorról stb. Azonban túlzás volna a középiskolában nem tanítani a fénytán (esetleg az általános iskolára bízva) és ugyanakkor felvenni a tantervbe például a relativitáselmélet alapfogalmait, félvezetőket stb.

Az elvégezhető, tananyag mennyisége az órásszám függvénye. A haladás sebességét nem a tanár beszélési, magyarázási vagy írási sebessége, hanem a tanulók fel-fogóképessége szabja meg. Pontosan meghatározható az a mennyiség, amelynek megértése, begyakorlása egy-egy órába belefér. Ezen nem lehet segíteni. Ha csökken az órásszám (amint az az utóbbi években ismételtelen megtörtént), akkor a tananyagból az ehhez tartozó mennyiséget törölni kell. Nem keresztülvihető megoldás szomszédos vagy távollevő, egyébként külön órák tárgyát alkotó tananyagrészek egy órába történő összecsisztása. Némely esetben panaszt hallani arra nézve, hogy a II. osztály fizika anyaga, általában a mechanika elvont, és ezért nehéz eredményesen tanítani. De az I., II., III. és IV. osztály matematika tananyaga talán nem elvont? Miért panaszkodnak egyesek a II. osztályos primitív mozgástan fogalmainak elvontságára és miért nem panaszkodik senki például a II. osztályos, a hasonlító háromszögekről szóló matematika anyag elvontságára? Mert a matematika tanításában nem szokás és nem szokásos a rohanás, a fogalmak sűrű összehalmozása, van idő a begyakorlásra, a tanuló időben képes követni a tanítást, viszont a fizika tanára fogalomzsúfolásra kényszerül. Az orvosság azonban nem az, hogy a fizikából kivesszük a fogalmakat (és azt tanítjuk, ami ezután megmarad), hanem annyit tanítunk, amennyit az idő alapján lehet, illetőleg tanítandó anyagunkhoz megkapjuk a tanítási időt. Minden tanulás fogalomalkotással jár, a fogalomalkotás viszont elvonást követel. Ezt épp úgy meg kell tanulni a maga módján és a maga idején, mint a kézenállást vagy a reszelést.

Bizonyára hasznos volna megismerni ezekben a kérdésekben minél több, fizikát hosszabb ideje tanító tanárok véleményét, valamint mindazokét, akiknek közülük és hozzáértésük van ahhoz, milyen természetű fizikai ismeretekkel hagyják majd el a középiskola padjait a későbbi évek nemzedékei.

Vermes Miklós

A TUDOMÁNYOS MUNKÁSOK VILÁGSZÖVETSÉ- GÉNEK MEMORANDUMA A KORMÁNYFÖKHÖZ

A tudományos Munkások Világszövetségének irányítóhivatala zürichi ülésén elhatározta, hogy levélben fordul a nagyhatalmak kormányfőjéhez. Ebben kéri, hogy fogadjanak egy nemzetközi tudósküldöttséget, amely kifejezésre juttatja a tudományos dolgozóknak az atomfegyverkísérletek megszüntetésére irányuló óháját. Eddig kedvező válasz csak N. Sz. Hruscsovtól, a Szovjetunió miniszterelnökétől érkezett. Ennek eredményeképpen 1959. május 20-án nemzetközi tudósdelegáció kereste fel a szovjet miniszterelnököt és félórás beszélgetésben tolmácsolták a tudósok kívánságát. C. F. Powel Nobel-díjas fizikus, a TMV elnöke memorandumot nyújtott át. Ennek másolatát megküldték az USA, Anglia, Franciaország, Kína, NSZK, India, Japán kormányfőinek és az ENSZ főtitkárának.

Az alábbiakban kivonatosan közöljük a memorandum szövegét:

Mi, ezen memorandum aláírói, a TMV képviselőiből és független személyekből alakult tudósok csoportja vagyunk. Mindnyájunkat komolyan foglalkoztatnak a fegyverkezési versenyből származó komoly veszélyek. Sürgetően szükségesnek tartjuk a nemzetközi megegyezést, amely megtiltja az atomfegyver-kísérleteket, első lépésként az általános leszerelés felé.

A Szövetség véleménye szerint a tudósoknak különös illetékességük és felelősségük van felfedezéseik következményeivel kapcsolatban. Ezért a Szövetség két fő feladatot tűzött maga elé: küzdeni a tudomány rossz célú felhasználása ellen (ilyent jelentene egy modern tömegpusztító fegyverekkel folytatott háború) és elősegíteni a tudomány minden gyümölcsöző békés felhasználását.

Egy atomháború mérhetetlen veszélyt, nélkülözéseket hozna az egész emberi fajra. Még a túlélők számára is csak szegénység, éhség és betegség jutna osztályrészül. A radioaktív hulladékból származó akut genetikai veszély a leg súlyosabb következményekkel járna a jövő nemzedékekre. Néhány genetikus szerint kétséges az is, hogy az emberi faj túlélhetné-e a katasztrófát. Ilyen veszélyek ellen való harc mindenki kötelessége, de különösen a tudósoké, akik munkájának felhasználásával teremtették meg ezt a veszélyes helyzetet.

Úgy látszik, legkönnyebb volna az atomfegyver-kísérletek megszüntetésében megállapodni. Nem bizonyult nehéznek az ilyen kísérletek távolból való jelzése. Szovjet és amerikai állomások egyaránt jelezték egymás kísérleteit. A megegyezés növelné a nemzetközi bizalmat és megszüntene a légkör további szennyeződése. Sok tudós-csoport, köztük az ENSZ bizottsága is foglalkozott a radioaktív termékek élet-tani veszélyeivel. Ez a veszély kétirányú. Először is Sr^{90} halmozódik fel az emberi csontban, különösen fiatalokban, ami bizonyos koncentráció elérése után fehérvérűséget és csonttrákt okozhat. Ma még nincs elég összegyűjtött adatunk arra nézve, mennyire veszélyesek az eddig atomkísérletek folytán kialakult koncentrációk. De a Sr^{90} -nek gyermekek csontjában való felhalmozódása néhány országban, különösen a USA-ban nyugtalanító méreteket öltött. A felhalmozódás kétszer olyan gyors, mint korábban feltételezték. A másik veszély bizonyos izotópok (Cs^{137} , C^{14}) külső sugárzása, amely veszélyes mutációkhoz vezethet sok következő nemzedéken keresztül. Diabetes, haemophilia, idiotizmus és más súlyos kórok a várható következményei.

Nehéz ma felbecsülni a bennünket és leszármazottainkat fenyegető veszély mértékét. Az elemi tisztesség megköveteli a radioaktív szennyeződés további fokozódásának megakadályozását. Ezt pedig az atomfegyver-kísérletek megtiltásával érhetjük el.

Ha a kísérletek megszűnnek, az atomfegyver-gyártás nem terjed tovább más országokra, kedvező légkör alakulhat ki az atomfegyverek teljes eltávolítására és az általános lefegyverzésre. Csak akkor válhatnak valóra azok a ragyogó lehetőségek, amelyeket a tudomány alkalmazása egy békés világ számára jelenthet.

C. F. Powell, J. D. Bernal, A. I. Oparin, Chou Pei-Ivan, I. Malek, I. Grivkov, P. C. Mahalanobis, S. Lisicskin, P. Biquad, E. H. S. Burhop, A. Topcsijev, N. Bogoljubov, A. Kuzin, A. Pasecsnik, A. Lacassagne, M. Danysz, P. Thiessenn, I. Ogawa.

N. Sz. Hruscsov 1959. augusztus 5-én kelt válaszá-ból:

Komolyan érdekel a Szövetség memoranduma. Az önök tudomására kívánom hozni, hogy az atomfegyver-kísérletek eltávolítására és az atomfegyverkezés megszüntetésére irányuló aktivitást a magunk részéről lelkesen támogatjuk. Úgy gondolom, hogy a világ különböző országaiban dolgozó tudósok ezreit egyesítő Szövetség tevékenysége fontos szerepet játszik a dolgozók millióinak új világháború fenyegetése ellen, az atomfegyverek betiltásáért és a velük folytatott kísérletek megszüntetéséért való harcában. A szovjet nép óhajának megfelelően a Szovjetunió kormánya állandóan hangoztatja az atomfegyverek teljes eltávolításának, megsemmisítésének, a velük való kísérletezés mindörökre való feltétel nélküli beszüntetésének szükségességét. Véleményem szerinti teljesen türethetetlen, hogy a mi korunkban, amikor a világ tudományának eredményei korlátlan lehetőséget nyitnak az egész emberiség jólétének forrása előtt, még mindig milliók élnek súlyos körülmények közt, szenvednek éhínséget és betegséget. Bízom benne, hogy a Szövetséget kitűzött céljai megvalósításában az egész haladó emberiség támogatni fogja.

SZERKESZTŐSÉGI PROBLÉMÁK

Tizedik évfolyamába lép a Fizikai Szemle. Első száma 1950 szeptemberében jelent meg. Az elmúlt tíz esztendő alatt jóval 1000 fölé emelkedett a lap előfizetőinek száma, fokozatosan nőtt a lap terjedelme. A tizedik évben megvalósítottuk, hogy lapunk havonta jelenjen meg, számonként 32 oldal (4 ív) terjedelemben.

Fejlődő lapunk szerkesztése nem problémamentes. Igyekeztünk megtalálni helyünket a hazai szak- és ismeretterjesztő folyóiratok népes táborában. Azokhoz az egyetemi fizikai képzettséggel rendelkező kutatókhoz, tanárokhoz, mérnökökhöz kívánunk szólni, akik a fizika művelésével, tanításával, alkalmazásaival tevékenyen foglalkoznak. A kutatóintézetek dolgozóit tájékoztatni kívánjuk a fizika munkakörüktől távolabb eső területein született eredményekről. A tanárokat, mérnököket rohamléptekben fejlődő tudományunk új sikereiről. Nem kívánunk önálló eredményeket publikáló tudományos folyóirat lenni, sem a nagyközönség igényeire és ismereteihez alkalmazkodó népszerűsítő újság. De szeretnénk kartársainkat a mai fizika gyors fejlődéséről sokoldalúan tájékoztatni. Különösen törekszünk hazánk egyre szebben kibontakozó fizikai életének figyelemmel kísérésére. Mindez nehéz feladat, hozzá minden olvasónk segítségét kérjük.

Korlátozottlapterjedelemmel, alkalom szerint változó szerzői körrel számolva kell céljainkat megvalósítanunk, ami nem mindig sikerül. Közlünk kevésbé érdekes, esetleg nehézkes cikkeket, anyagelosztásunk nem mindig arányos. Problémát jelent a rohamosan gazdagodó magyar fizikai szaknyelv egységes alkalmazása. Talán egy kis statisztika ad legjobb áttekintést az első kilenc évfolyam összeállításakor követett célkitűzésekről és azok megvalósításáról. Az adatok áttekintésekor ne felejt-sük el azokat a nagy statisztikus szórásokat! (Egyetlen hosszabb cikk alaposan módosít a százalékarányon.) A kétség-kívül mutató aránytalanságok főoka az, hogy egyes centrális jelentőségű témákhoz nem lehet hazai szerzőt cikk írására bírní.

Kérjük olvasóinkat, tegyenek javaslatot jövő munkánk jobbátételére. Milyen rovatot, témakört fejlesszünk, melyikük túlméretezett. Melyik cikk tetszett, melyik nem. Melyik volt nehéz, könnyű, érdekes vagy érdek-

telen. Miről szeretnének olvasni. Írják meg levelben minderről véleményüket.

Kérünk aktív segítséget is a kritika mellett. Nincs állandó „újságírói” törzsünk. Lapunkat magyar fizikusok önként beküldött vagy kért írásából állítjuk össze. Cikket várunk mindenkitől, ha a téma széles rétegeket érdekel és feldolgozása megfelelő. Állandóan várunk a magyar fizika történetével, a fizika technikai alkalmazásainak tudományos alapjaival, a fizikatanítás problémáival és tudományos újdonságokkal foglalkozó írásokat, rövid híreket. Szöveg közben vagy címlaldon rendszeresen közöljük a hazai fizikai kutatások eredményeit tükröző fényképet.

Szerkesztőségünk határozata értelmében egy cikk felső terjedelemtárá egy szerzői ív. Legelőnyösebb a fél ív terjedelemben. Rendszeresen közlünk kartársaink

továbbképzésének elősegítésére átfogó jellegű, több számban folytatásban megjelenő cikksorozatát is. Ilyen írása előtt azonban feltétlenül szükség van a szerkesztőséggel való előzetes megbeszélésre.

Könyvismertetést szívesen közlünk minden hazánkban megjelent fizikával foglalkozó könyvről és hazai szerzők külföldön kiadott műveiről. Külföldi könyvek ismertetését azonban nem tartjuk feladatunknak.

Közölt írásokért a Magyar Tudományos Akadémia Elnöksége által megszabott szokásos honoráriumot fizetjük.

Bizunk benne, hogy kartársaink előfizetésben, kritikában és beküldött dolgozatban megnyilvánuló támogatásával lapunk életének következő évtizedében még jobban megközelíthetjük célkitűzéseinket, amelynek valóra-váltására olvasóink eddigi érdeklődése kötelez.

Évfolyam	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
	százalék								
Vezércikk	1	4	1	—	3	3	—	4	2
Fizikátörténet	5	6	6	—	13	2	9	6	8
Állandó hírvotatok	17	20	17	36	27	24	18	16	18
A fizika tanítása	26	11	17	16	13	9	8	9	8
Mechanika-hangtan	—	5	4	1	—	3	—	1	2
Fénytan	11	—	13	6	—	9	—	5	3
Hőtan, atomok és molekulák	—	14	7	3	6	11	7	22	9
Szilárd anyag szerkezete .	6	18	5	2	6	4	—	14	1
Magfizika, elemi részek ..	17	12	13	19	18	19	23	7	19
Relativitás- és kvantumel-									
mélet	7	4	6	12	8	—	14	—	4
Technikai fizika	10	16	4	5	4	8	7	7	13
Atomenergia	—	—	—	—	—	8	8	3	8
Csillagászat, geofizika	—	—	7	—	2	—	1	3	2
Űrhajózás	—	—	—	—	—	—	5	3	3
Teljes oldalszám	120	180	180	190	190	200	200	320	320

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A kvantumelektrodinamika érvényességi határa. Az utóbbi években Pauli, Källen, Umezawa, Landau és mások elméleti vizsgálatai valószínűvé tették, hogy a kvantumelmélet és elektrodinamika elfogadott törvényeinek érvényessége igen rövid hullámhosszaknál megszűnik. Ezért megelégnünk az olyan kísérleti kutatások, amelyek a kvantumelektrodinamika képleteinek ellenőrzését célozták az elérhető legrövidebb hullámhosszak tartományában. Lapunk beszámolt a stanfordi 1 GeV-os lineáris gyorsítóval végzett kísérletekről. Elektronoknak protonokon történő szóródásából következtek a protontöltés térbeli eloszlására. E kísérletek szerint $0,4 \cdot 10^{-13}$ cm felett nem mutatkozik eltérés a kvantumelektrodinamika idevágó képletétől. — Jelenleg előkészületek folynak egy olyan kísérletre, amelynél az 1 GeV-es elektronnyalábot kettéválasztják, majd két szinkrotronszerűen működő mágnes segítségével nyolcas alakú pályát alakítanak ki, és így a két nyalábot egymással ismételtelen szembe ütköztetik. Az elektronok több órát mozoghatnak háborítatlanul ezen a pályán. Észlelni kívánják az elektron–elektron szórást (tehát a két elektron közt ható erőket) akkor, amikor mindkét elektron 1 GeV kinetikus energiával mozog. Egy-két másodperc-es időközben várható egy szóródási jelenség regisztrálása 90° -os szóródási szögben. Ez 3% mérési pontosság elérését ígéri. Az egyik elektron nyugalmi rendszeréből nézve a másik elektron olyan nagy energiájúnak látszik majd, hogy lehetővé teszi a kvantumelektrodinamika ellenőrzését $0,03 \cdot 10^{-13}$ cm-es hullámhossznál. A berendezés elkészülte 1960-ra várható. — 10^{11} – 10^{13} eV energia-

tartományban Varfolomeyev vizsgálta a kozmikus sugárzás által termelt elektronok fékezési sugárzását. A kvantumelektrodinamika elméleti eredményeivel egyezést talált. A mérés pontossága nem volt nagy. — Az a körülmény, hogy 10^{-13} – 10^{-14} cm hullámhosszaknál nem találtak eltérést a kvantumelektrodinamikától, nem meglepő. Az elméletileg várható érvényességi határ jóval messzebb, 10^{-250} cm körül lehet, ha tisztán az elektromágneses jelenségeket nézzük. Más terek azonban a kvantumelektrodinamikai eredményeket már előbb módosíthatják.

M. Gy.

Rádióhullámok visszaverődése a Vénuszról. A Massachusettsi Technológiai Intézet radarállomása észlelte radarhullámok visszaverődését a Vénuszról. Szilárd anyaggal működő alacsony zajszintű molekuláris erősítőt alkalmaztak. A felfogott jeleket magnetofon-szalagra rögzítették, ezután elektronikus számológépekkel analízisnek vetették alá, hogy kiderítsék: valóban előfordultak-e reflektált földi jelek. Hónapokig tartott, amíg bizonyosan meggyőződtek a reflexió valódiságáról. Az első „rádióérintkezés” 1958. február 10-én sikerült a Vénusszal. A leadott jel öt perc múlva érkezett vissza. Ekkor a bolygó távolsága $45 \cdot 10^6$ km volt. Két nappal később a távolság $1,1 \cdot 10^6$ km-rel megnőtt, ez a jelvissza-érkezésben további 7,5 sec-os késést okozott. A radarral végzett interplanetáris távolságmérés eredménye szerint a Földpálya átlagsugara valamivel kisebb, mint amekkorának eddig a közvetettebb csillagászati mérések alapján feltételezték (Science).

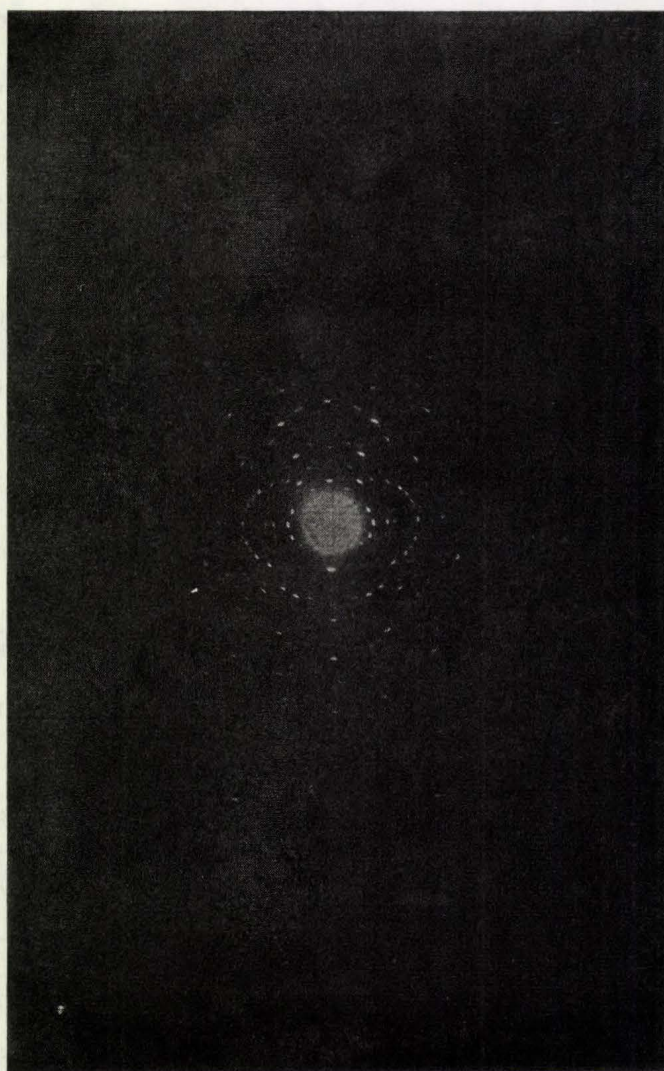
M. Gy.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960

2.



EÖTVÖS LÖRÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zalán, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekk számlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Horváth János: Fizikai terek klasszikus elmélete és a tér geometriai szerkezete

Sínka József: Az eddigi mesterséges égitestek áttekintése

Fejér Lipót

Hraskó Péter—Kosdly György: A termikus reaktorok fizikai elmélete II

Gallai Tibor: Az erők összetételének paralelogramma szabályáról

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

INHALT

Я. Хорват: Классическая теория физических пространств и геометрическая структура пространства

И. Шинка: Обзор существовавших до сих пор искусственных небесных тел

Липот Фейер

П. Храшко—Дь. Кошай: Физическая теория термо реакторов II.

Т. Галлаи: О законе параллелограммов состава сил

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

J. Horváth: Klassische Theorie der physikalischen Räume und die geometrische Struktur des Raums

J. Sínka: Die Übersicht der bisherigen künstlichen Himmelskörper

Lipót Fejér

P. Hraskó—Gy. Kosdly: Die physikalische Theorie der thermischen Reaktoren II.

T. Gallai: Über das Parallelogrammgesetz der Kräftezusammensetzung

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkepünk: $K_2S_2O_8$ -ról készült Laue diagramm. Tükörszimmetria felismerhető rajta

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1959. XI. 4

Példányszám: 1500

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 50342/60. — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

2. szám

1960. február

Fizikai terek klasszikus elmélete és a tér geometriai szerkezete

— Bolyai János halálának százéves évfordulójára —

„...Szegény elménk e térben rab maradt:
a kapzsi villámölyv, a gondolat,
gyémántkorlátját még csak el sem érte.
En, boldogulván azt a madarat
ki kalitjából legalább kilátott,
a semmiből alkottam új világot, ...”
„...Új törvényekkel, túl a szűk égen...
neveltek... vén Euklides, rab törvényhozó.”
(Babits: Bolyai)

Ez év január 26-án emlékeztünk meg Bolyai János halálának százéves évfordulójáról. Bolyai Jánosnak, minden idők egyik legnagyobb matematikus lángelméjének tragikus sorsában visszatükröződik a magyar nép minden olyan haladó szellemű gondolkodójának a harca, aki síkra mert szállni egy forradalmi eszme igazságáért és ezért összeütközésbe került kora társadalmának uralgó osztályával, ill. ezen uralkodó osztály merev ideológiájával. Bolyai egy tudományos eszme érvényesüléséért küzdött, de ez az eszme valóban forradalmi volt, mert egy mélyen begyökerezett metafizikus szemléleti módot rombolt le. „Egy-egy tudományág mozgása pedig nem elszigetelt jelenség. Robbanásszerű haladását nemcsak az illető tudományág belső fejlődése készíti elő, hanem a társadalom szerkezetében beállott sokszor kisebb nagyobb változás is, amelyek az élet bonyolult hajszálcsőrendszerén felszívódnak a tudományos szemléletbe, hogy végül egy lángeszű alkotó művén keresztül forradalmasítsák a tudományt.” [1]

Bolyai János 1802. december 15-én született Kolozsvárott. Gyermekkorának számottevő éveit Marosvásárhelyen töltötte, ahol atyja Bolyai Farkas, az 1779-ben Göttingából hazatért kitűnő matematikus [2], 1804-től kezdve 47 éven keresztül a református kollégium matematika, fizika és kémia tanára volt. Elsőszülött fiának nevelésére atyja nagy gondot fordított. Ő maga tanította matematikára, vívásra, hegedűjátékra és a zenei ismeretek elemeire. 15 éves korában fejlődésében ott tartott, hogy atyja véleménye szerint már nem volt módjában otthon mit, újat tanulnia, ezért a család azt szerette volna, ha fia Göttingában Gauss, a „princeps mathematicorum”, mellett folytatja tanulmányait, akihez Bolyai Farkast ifjúkori barátság fűzte. A erdélyi tudományos élet még oly megbecsült művelőjének, mint a

marosvásárhelyi kollégium tanárának sem volt azonban annyi jövedelme, hogy rendkívüli tehetségű fiát külföldön taníttassa, a Habsburgokhoz hű, arisztokrata mecénások pedig csak arra adtak ösztöndíjat, hogy Bolyai János a bécsi hadmérnöki akadémiát végezze el. Az akadémia szűklátókörű prakticismussal megállapított tananyaga semmi újat nem nyújtott matematikai ismeretek terén a fejlődésének kibontakozásában levő lángelmének, hacsak annyit nem, hogy ránevelték a rendszeres, aprólékossáig megbízható munkára.

Bolyai János élete folyását megpecsételte az a körülmény, hogy katonai pályára kényszerült, mert ezzel a tudományos foglalkozáshoz vezető összes kapuk bezárultak előtte. Az akadémia kiváló eredménnyel való elvégzése után, 1823-ban alhadnagyként a temesvári erődítményhez osztották be, 1826-ban Aradra helyezték át, majd 1827-ben főhadnagy lett. Az akkoriban erősen mocsaras alföldi terepen való tevékenysége során maláriát és későbbi panaszai alapján feltehetően ízületi gyulladást kapott. E két megbetegedés elharapódzása később gyakori zavarokat váltott ki szervezetében. Erre való tekintettel 1830-ban Lembergbe helyezték át, de új állomáshelyét csak a következő évben foglalhatta el, mert utazás közben még egy kolera megbetegedést is ki kellett állnia.

A híres euklidesi V. posztulátumhoz, a párhuzamossági axiómiához fűződő kétezer esztendőös probléma iránti érdeklődése még atyja hatására vert benne erős gyökeret. Az akadémiai tanulmányai alatt maradt még elég ideje, hogy ezen a problémán elmélkedjék. 1820 tavaszán megírta atyjának, hogy a párhuzamossági axióma bebizonyításán fáradozik. Atyja válaszlevelében igyekezett őt célkitűzésétől eltéríteni, beismerte azonban, hogy maga is sokat fáradozott e probléma megoldásán, úgyhogy a levél végül is inkább ösztönzően hatott. 1823-ban egy téli éjszakán megállapította azt az összefüggést, amely az ún. párhuzamossági szög és párhuzamossági távolság közt fennáll. A felismerés boldog örömeiben felillant előtte a nem-euklidesi geometria felépítésének teljes körvonala és november 3-án megírta nevezetes levelét atyjának. Felfedezését a következőképpen adja hírül: „...semmitől egy új más

világot teremtettem; mind az, valamit eddig küldöttem, csak kártyaház a toronyhoz képest." 1825-ben Marosvásárhelyre utazott és bemutatta atyjának „abszolút tértudományának” kidolgozását. Bolyai Farkas csupán formálisan értette meg, ill. vette tudomásul fia felfedezését, de nem fogta fel a jelentőségét, mert képtelen volt a belécsontosodott euklidesi szemlélettől szabadulni.

Bolyai Farkas 1829-ben kapta meg az engedélyt élete főművének a kinyomtatására, amelynek az első kötete 1832-ben jelent meg. Miután Bolyai János 1830-ban ismét találkozott atyjával, sikerült őt rábeszélnie, hogy abszolút geometriájának rövid, írásban való kifejtését az első kötet függelékében közölje. Ez a híres „Appendix” [3], amelynek különlenyomatai már 1831-ben elkészültek. Bolyai Farkas azonnal elküldte Gaussnak, A princeps mathematicorum 1832. március 6-án kelt hirhede válasza elismerte a felfedezés jelentőségét, de a következőket írta: *„Ha arval kezdem, hogy nem szabad megdicsérnem, bizonyára egy pillanatra meghökkensz; de más nem tehetek; ha megdicsérném, ez azt jelentené, hogy magamat dicsérném: mert a mű egész tartalma, az út melyet fiad követett, és az eredmények, amelyekre jutott, majdnem végig megegyeznek részben már 30—35 év óta folytatott meditációimmal. . . Szándékom volt, hogy saját munkámból, melyből egyébiránt mostanáig csak keveset tettem papírra, életemben semmit sem bocsájtok nyilvánosságra. A legtöbb embernek nincs meg a helyes érzéke aziránt, amin ez a dolog mulik. . .”* Oh princeps mathematicorum! Ezzel a levéllel kettétört egy magasra ívelő karriert és leleplezte önmagát az udvari tanácsos, aki — jöllehet szakmájának legnagyobb tekintélye volt — nem mert szembehelyezkedni kora metafizikus filozófiájával és térszemléletével. A nem-euklidesi geometria forradalmi jelentősége ugyanis ideológiai szempontból abban rejlik, hogy döntő csapást mért Kant filozófiai nézetére, amely a teret a priori szemléletnek tartja, és így a róla alkotott matematikai képet sem tekinti fejlődőképesnek. Bolyainak a matematikai térfogalom bővítését eredményező feltevése azonban éppen azt igazolta, hogy a fizikai térnek akár euklidesi, akár nem-euklidesi felfogása a priori egyaránt jogosult, azért a kanti idealizmus vagy a fizikai térnek bármely más metafizikus felfogása már eleve hamis. Hogy mennyire megérett a tudomány Bolyai felfedezéseire, mi sem bizonyítja jobban, mint az a tény, hogy vele kb. egyidejűleg I. N. Lobacsevszkij, a kazáni egyetem matematika professzora, tőle függetlenül hasonló eredményre jutott.

Bolyai Jánost Gauss levele idegileg és egész-ségleg tönkretette. 1832-ben Olmützbe helyezték át és kinevezték másodosztályú kapitánynak. Utazás közben szekere felborult és az egyébként is betegeskedő Bolyai agyrázkódást szenvedett. A hadsereg főparancsnokság elrendelte felülvizsgálását és 1833. május 28-án félrokkantként, csekély nyugdíjjal nyugállományba helyezte. Ezután ismét Marosvásárhelyre költözött a szülői házba.

Atyjával azonban rövidesen súlyos ellentétei támadtak, mert atyja a pozícióját féltette a forradalmi eszméket hirdető fia miatt, aki nemcsak tudományos vonalon, hanem ideológiai síkon is szembe-szállt a puritán város fanatikus gondolkozásmódjával. Rövid ideig a család birtokán Domáldon gazdálkodott, majd Marosvásárhelyen, a város végén egy szerény házban telepedett le. Teljes elszigeteltségben élt, ahol még régi barátai sem látogatták meg. Tudományosan ez alatt az idő alatt is dolgozott, pl. közeljutott a hiperkomplex számok elméletének a megalapozásához, de eredményeit agyonhallgatták. Remeteéletéből csak a szabadságharc mozdította ki, amelyben egészségi állapota miatt személyesen nem tudott részt venni, de — mint katonai szakértő — értékes hadászati terveket dolgozott ki. A hadvezetőségbe befurakodott reakció azonban még ezeket is elutasította. Életének utolsó szakaszában, felismerve az osztály-elnyomás következtében keletkezett nyomorúságot, társadalmi reformokon dolgozott és közeljutott az utópista szocialisták eszméihez. Teljesen elhagyatottan halt meg 1860. január 26-án. Egy jeltelen sírba temették el minden idők egyik legnagyobb magyar matematikus lángelméjét és utolsó útjára csak a háztartását vezető Szóts Julianna kísérte el. Ő 33 évvel később még meg tudta mutatni a sírját Schmidt Ferencnek, Bolyai első magyar kutatójának. *„Bolyai János életének tragikus folyása nem véletlen személyi kapcsolatok és egyéni tulajdonságok eredménye, hanem a nagyot alkotó lángész, a gyökeres reformok után kutató ember vergődése az akkori elmaradt magyar társadalmi rendszer karmaiban”*[1]. Napjainkban a tudomány már az egész nép közügyévé vált, a tudósok nemcsak néhány szakember számára, hanem az egész nép számára dolgoznak. Bolyai János közönsége tehát ma már az egész haladó emberiség, és a felszabadulásának 15 éves évfordulóját ünneplő magyar nép is hálával emlékezik meg lángeszű fiáról halálának centenáriumán.

*

Bolyai János nagy jelentőségű felfedezésének az ismertetése és méltatása, valamint a matematikai térfogalom fejlődésében játszó szerepének az elemzése a matematikusok feladata. Nem foglalkozhatunk a kérdéssel részletesebben, de nem is szükséges, hiszen 1952-ben — Bolyai születésének 150 éves évfordulója alkalmából — javarészt megtörtént [1—6]. Emlékezzünk azonban meg a fizikai térről alkotott fogalmainak azon fejlődéséről, amelyet a nem-euklidesi geometria által felvett szemléleti mód jelentett. Annál is inkább, mert egy helyen Bolyai is utal arra, hogy elképzelése szerint a nem-euklidesi geometriának a fizika szempontjából is jelentősége lehet, Lobacsevszkij mérési módszert igyekezett kidolgozni annak az eldöntésére, hogy terünk euklidesi vagy nem-euklidesi, Gauss pedig konkrét trigonometriai méréseket végzett e célból.

23 évvel a Bolyai—Lobacsevszkij-geometria megalapozása után Riemann vetette fel egészen

konkrét formában a geometriai tér általános szerkezetének a kérdését, amelyet olyan differenciálgeometriai módszerekkel jellemeztek, amelyek később Einstein általános relativitáselméletében közvetlen fizikai alkalmazást is nyertek.

Klein *Erlangeni Programjának* terminológiájával élve, a Riemann-tér általánosan egy n -méretű sokaság. Ez azon transzformációs csoport által van értelmezve, amely a sokaságot önmagába viszi át. A Riemann által megalapozott geometria mármint két alapfogalomra épül: (1) az n -méretű geometriai sokaságra, amelyben a pontnak nevezett elem egy rendezett x^μ ($\mu = 1, 2, \dots, n$) szám n -es; (2) a távolságmérés fogalmára, amely szerint megköveteljük, hogy egy pont környezetében a mérést Pythagoras tétele határozza meg. A második követelmény részletesen annyit jelent, hogy az ívelem négyzete a dx^μ koordinátadifferenciálok transzformációkkal szemben invariáns kvadratikus kifejezése:

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}(x^\mu) dx^\alpha dx^\beta,$$

amelynek az együtthatói a pontkoordináták függvényei: $g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}(x^\mu)$. Röviden visszatérve az euklidesi és nem-euklidesi geometriák problémájára, Riemann megmutatta, hogy az euklidesi, a Bolyai—Lobacsevszkij-féle hiperbolikus és az elliptikus geometriát* az ún. általános Riemann-geometriák között az tünteti ki, hogy ezekben az esetekben az idomok torzítás mentesen szabadon mozgathatók. Ezáltal olyan folytonos és tranzitív transzformációs mozgáscsoport létezését tételre fektette fel, amelynél az ívelemet meghatározó kvadratikus alak invariáns. Ha a térben ezen a maximális paraméterszámú mozgáscsoport létezését feltételezzük, akkor Riemann elmélete nem vezetne túl az euklidesi hiperbolikus és elliptikus geometrián. Riemann azonban rámutatott arra, hogy a tér nem szükségszerűen homogén, hanem geometriai viszonyai pontról pontra változhatnak, így idomok eltolása nem mindig lehetséges. Ezáltal túllépett az euklidesi, hiperbolikus és elliptikus geometriák keretein. Azon meggyőződésének adott hangot, hogy a reális tér szerkezetét végső soron fizikai tényezők determinálják. Erre a kérdésre az alábbiakban még vissza fogunk térni, előbb azonban röviden vázoljuk a fizikai térelméletek kialakulásának előzményeit.

1. § *Térelméletek kialakulása.* A térelméleti felfogás Faraday ösztönző elméletének megalapozása óta a modern fizikai kutatás egyik leghatásosabb módszerévé vált. A természeti jelenségek széles skálájára kidolgozott térelméletek közös alapfelfogása az, hogy nincsenek távolbáható erők és két egymástól távollevő, egymással közvetlenül vagy közvetve nem érintkező testek között a kölcsönhatást a két test által létrehozott „tér” közvetíti.

* A hiperbolikus geometria modellje két dimenzióban pl. a pseudoszféra felszínén, (a traktrix forgásfelülete) és az elliptikus geometria modellje pedig a gömb felszínén érvényes *felületi geometria*.

Amikor Newton 1670 körül felállította az általános tömegvonzás törvényét, egyúttal megindította azt a vitát is, amely a testek egymásrahatásának a mechanizmusát volt hivatott tisztázni. Ez a vita, amint az ismeretes, a *távolhatás*, ill. a *közelhatás* elméletei közt zajlott le. Newton gravitációs törvénye azt mondja ki, hogy milyen erőhatás lép fel egymástól bizonyos távolságra levő két tömeg között. Ennek ellenére maga Newton is lehetetlennek tartotta, hogy ez az erőhatás közvetítő nélküli távolbátható erőhatás legyen [7] és feltételezte valamilyen közvetítő *agens* szerepét. Ezt Descartes elgondolásaihoz hasonlóan, minden fizikai jelenség és kölcsönhatás forrásának képzelte és *éternek* nevezte.

A klasszikus mechanikában minden gyakorlatilag fontos esetben az erő a koordinátáknak és az időnek (esetleg még a sebességnek) függvénye és csak akkor jutnak a mechanikai mozgás differenciálegyenleteihez, ha az erőnek ez a függése expliciten ismeretes. A testre ható erő tehát az erőter formájában jelenik meg. Ha végigtekintjük a mechanika fejlődését, Lagrange, Hamilton és Jacobi munkássága mutatja, hogyan nyomul előtérbe a tér fogalma a klasszikus mechanikában is. Végül a rugalmas kontinuumok mechanikája közvetlenül példát szolgáltatott az elektromágneses jelenségek térelméleti átértékelésére.

A Faraday előtti elektrodinamika éppen úgy, mint a newtoni gravitációs elmélet távolbáható erőkkel operált. Ismeretes, hogy az elektromos és mágneses jelenségek szövevényes sokféleségébe elsőnek Faradaynek sikerült fényt derítenie azáltal, hogy elvetette az elektromos és mágneses távolbáhatási szemléletet. Felismerve a közeg befolyását az elektromos és mágneses jelenségekre, zseniális általánosítással feltételezte ezeknek a jelenségeknek hasonló mechanizmussal történő kialakulását ott is, ahol „ponderábilis anyag” nincs jelen. Ily módon teremti meg az elektromágneses éter fizikáját. Felfogását munkájának betetőzője és továbbfejlesztője, Maxwell, a következő találó szavakkal jellemezte: „*Faraday az egész téren áthaladó erővonalakat látott ott, ahol a matematikusok távolbáható vonzást gyakorló erőközpontokat láttak. Faraday a közbülső közeget látta ott, ahol a matematikusok a távolságon kívül semmit sem láttak. Faraday a jelenségek lényegét a valóságnak megfelelően a közegben kutatta*”.

Maxwell, amellett, hogy Faraday elképzeléseit matematikailag exakt alakba öntötte, lényegesen túl is ment azon. Vizsgálatai óta az elektromágneses jelenségek székhelyéül egyöntetűen a teret tekintjük, függetlenül attól, hogy kitölti-e azt valamilyen dielektrikum vagy nem.

Matematikailag Faraday és Maxwell elmélete annyi módosítást jelent az elektromosság és mágnesség Coulomb-féle távolbáható elméletével szemben, hogy az alapvető törvényszerűségeket kifejező differenciálegyenletek (az ún. elemi törvények), tekintettel arra, hogy a tér pontjaiban az erőhatás nemcsak az időtől, hanem az illető pont feszültségi állapotától is függ, nem közön-

séges, hanem parciális differenciálegyenletek lesznek. Azt is mondhatjuk — a speciális relativitáselmélet kifejezőmódjával élve —, hogy a tér-elméletben az események háttére az egész négydimenziós tér-időkontinuum. A mechanikus felfogásból az erőtér fogalmain alapuló felfogásra való áttérés egyike a fizika történetében bekövetkezett legjelentősebb és legeredményesebb forradalmaknak.

Maxwell annak idején az elektromágneses tér elméletét a rugalmas kontinuumok mechanikájának az analógiájára építette ki és feltételezte, hogy az elektromágneses térben lejátszódó folyamatok az éter feszültségi állapotváltozásaiból állnak és a távolbaható erőhatásokat az éter, ez a „minden anyagot, sőt még a vákuumot is átható mechanikai kontinuum” közvetíti. A továbbiakban kiderült, hogy az elektromágneses tér Faraday—Maxwell-féle mechanikai modellje nem lehet helytálló, mert részint a követelményeket kielégítő mechanikai értelemben vett rugalmas kontinuum nem képzelhető el, részint pedig nem ismeretes olyan fizikai jelenség, amelyből a létezésre következtetni lehetne. Így a Faraday—Maxwell-elmélet mechanikai modellje elvesztette létjogosultságát. Tekintettel azonban arra, hogy magának az elméletnek matematikai apparátusa az elmélet alkalmazhatóságának a határain belül olyan eredményekre vezetett, amelyek a tapasztalattal a legteljesebb mértékben megegyeznek, sőt (amint az pl. az elektromágneses hullámok esetében közismert) addig nem ismert jelenségekre is felhívta a figyelmet, jogosan bízhatunk abban, hogy az elmélet matematikai formalizmusa mögött objektív tartalom rejtőzködik. Ebben az értelemben ma már nem beszélünk éterről, hanem „térrel” (mezőről), amelyet pl. az elektrodinamikában elektromágneses térnek nevezünk.

Az elektromágneses teret tehát nem tekintjük többé mechanikai értelemben vett rugalmas közegnek, amelynek különböző feszültségállapotai, ill. feszültségi állapotainak változásai közvetítik az elektromágneses hatásokat a töltések között, hanem egy mechanikai állapothatározókkal nem rendelkező „közegként” fogjuk fel, amelynek a fizikai hatása abban nyilvánul meg, hogy a beléje helyezett töltésre, energiatartalma következtében ponderomotoros erőt gyakorol. Reális voltát mi sem bizonyítja jobban, mint az, hogy a különböző jelenségek tárgyalásánál nemcsak a tér energiasűrűségével, hanem impluzus-sűrűségével is számolnunk kell, amennyiben tehát pl. az elektromágneses energia áramlásának az irányát meg kívánjuk változtatni, le kell győznünk a „tér energiájának tehetetlenségét”, azaz impulzus változást kell előidézniük.

Az elektromágneses tér Maxwell-féle elmélete azonban még nem viszi végig következetesen a térelmélet célkitűzését [8]. Igaz ugyan, hogy felállítja azokat a törvényeket, amelyek leírják az elektromágneses tér állapotának időbeli változását, de nem lehet levezetni a téregyenletekből a tér forrásainak, tehát a töltött részecskéknek

a mozgásegyenletét, hanem ezeket külön posztulálni kell. Azt mondhatjuk tehát, hogy az elektromágneses tér elmélete két alappilléren nyugszik: egyik pillért alkotják a *téregyenletek*, a másikat a *mozgásegyenletek*. Abban nem reménykedhetünk, hogy a mozgásegyenleteket levezethetjük a téregyenletekből, mert a Maxwell-egyenletek lineárisak, és lineáris téregyenletekből sohasem vezethetők le mozgásegyenletek.

2. § *Einstein gravitációs elmélete.* Fentebb említettük már, hogy egészen új szempontot vetett fel a térelméleti kutatás számára Riemann, amikor 1854-ben tartott híres magántanári értekezésében feltette a következő kérdést: hamár egyszer a geometriai kutatások — először éppen Bolyai és Lobacsevszkij kutatásai — során kiderült, hogy a térszemléletünk nem szükségszerűen velünk született, *a priori* kategória, hiszen különböző geometriai szerkezetű terek lehetségesek, nem lehet-e az a helyzet, hogy a geometriai értelemben vett tér szerkezetét fizikai adottságok határozzák meg. Riemann ezen gondolata a továbbiakban igen termékenyen bizonyult.

Einstein érdeme volt, hogy Riemann ötletét felhasználta a fizikai értelemben vett térelmélet alapproblémájának a megoldásánál. Célkitűzéseit azáltal érte el, hogy azokat az inerciaerőket határozta meg, amelyek tisztán geometriai okokra voltak visszavezethetők és amelyek ekvivalensek a fizikai erőtérrel. Pontosabban a következőképpen fogalmazhatjuk meg a célkitűzéseit: *ígyekezett a geometriai tér szerkezetét befolyásoló fizikai tényezőket úgy megfogalmazni, hogy a megfelelő szerkezetű térben a geodetikus görbén mozgó, inerciamozgást végző tömegpont pályája megegyezzen az erőtér hatásának kitett tömegpont pályájával.* A problémát az általános relativitáselmélet keretei között a gravitációs erő esetében sikerült kielégítően megoldani. Kiderült, hogy a tér szerkezetét azonosnak kell vennünk az általános Riemann-tér szerkezetével, amelynek az euklidesi (ill. négydimenziós esetben pseudo-euklidesi) metrikától való eltérését a térben eloszlott anyag, ill. analitikusan az anyageloszlást figyelembe vevő gravitációs egyenletek határozzák meg.

Einstein gravitációs elmélete sok hasonlóságot mutat az elektromágneses tér Maxwell-féle elméletével. Anélkül, hogy most itt ezen elmélet felépítésének részletes tárgyalásába bocsátkoznánk, csupán azt jegyezzük meg, hogy az Einstein-féle gravitációs egyenletek végeredményben a gravitációs tenzor tíz komponensét határozzák meg, éppen úgy, mint a Maxwell-egyenletek az antiszimmetrikus elektromágneses tértenzor hat komponensét szolgáltatják. Lényeges különbséget jelent azonban Maxwell és Einstein elmélete között, hogy míg az elektromágneses tér alap-egyenletei lineárisak, addig a gravitációs egyenletek nem-lineárisak.

Einstein elmélete kezdetben ugyanolyan nehézségekkel találkozott, mint a Maxwell-féle

elmélet, amikor 1914-ben felmerült a kérdés, hogy milyen mozgást fog végezni egy kis tömegpont valamely gravitációs térben. A válasz természetesen — az elmélet fentebb részletezett célkitűzésének megfelelően — az, hogy *a tömegpont a gravitációs teret leíró Riemann-tér geodetikus vonalán fog inercimozgást végezni*. A geodetikus vonalak egyenletét a Riemann-geometriában a

$$\delta \int \left\{ g_{\mu\nu}(x) \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} \right\}^{1/2} ds = 0$$

variációs probléma Euler—Lagrange-egyenletei határozzák meg. Vegyük azonban észre most azt a rendkívül fontos körülményt, hogy a gravitációs egyenletek csak a $g_{\mu\nu}$ komponenseket határozzák meg, megadva ezáltal a Riemann-tér geometriai szerkezetét és a fenti variációs elv által szolgáltatott Euler—Lagrange-egyenlet csupán kiegészítő feltevésünk következtében adja a mozgásegyenleteket. Ez a külön feltevés igen fontos szerepet játszott az elmélet korábbi fejlődéstörténetében és *geodetikus axiómának* is szokás nevezni. A gravitációs tér Einstein-féle elmélete éppen úgy, mint azt az elektromágneses tér esetében láttuk — két pilléren nyugszik: az egyik pillért alkotják a *téregyenletek*, a másikat a mozgásegyenletekkel ekvivalens *geodetikus axióma*.

A geodetikus axióma által szolgáltatott Einstein-féle mozgásegyenletek azonban csak kis részecskék (próbatetek) mozgásának a leírására alkalmasak. Két nagytömegű test mozgásának a tárgyalása ezen az alapon már nem lehetséges és az elmélet kifejlődésének első szakaszában nem is sikerült.

Míg azonban az elektromágneses tér esetében a Maxwell-egyenletek lineáris volta miatt a mozgásegyenleteket nem lehet levezetni a téregyenletekből, addig a gravitációs elmélet esetében a helyzet sokkal kedvezőbb. Egy egészen egyszerű speciális esetben de Donder még 1926-ban kimutatta, hogy szükségtelen a mozgásegyenletek levezetéséhez a geodetikus axióma, majd 1927-ben Einstein és Grommer általánosan is kimutatták, hogy a mozgásegyenletek szükségszerűen levezethetők a téregyenletekből. Ezen elvi megállapítás után még sokáig kellett várni a probléma explicit megoldására, amely végül is két, bizonyos részletekben különböző, de a másodrendű tagokig megegyező approximációs módszerhez vezetett, amelyek Einstein, Infeld és Hoffmann, ill. Fock és Papapetrou nevéhez fűződnek. Ezen eredmények szerint a gravitációs elméletnek azt a feltevését, hogy kis részecskék geodetikus vonalon mozognak, nem kell külön feltevésként bevezetni, mert ez a téregyenletekből levezethető. Úgyszintén ezen módszerek segítségével tárgyalható két nagyobb tömegű test mozgási problémája is, amely — mint fentebb említettük — a geodetikus axióma alapján gyakorlatilag nem volt lehetséges. A mozgástörvény első közelítésében azonban jelentkeznek a rela-

tivisztikus korrekciók is, amelyeknek köszönhető, hogy pl. a Merkúr perihelium-mozgásánál az ellipszistengely elfordulása éppen úgy kiadódik, mint az eredeti Einstein-féle elméletben, megoldható azonban a kettős csillagok mozgásának a problémája is.

3. § *A térelméletek osztályozása.* Már az előzőkből is nyilvánvaló, hogy a „térelmélet” megjelölés az elektromágneses és az Einstein-féle gravitációs elmélet esetében lényegesen mást jelent. Bár kétségtelen, hogy mindkét elmélet esetében indokolt a „térelmélet” megjelölése, hiszen a kölcsönhatást mindkét elmélet esetében a tér közvetíti, mégis lényeges elvi különbség van közöttük. Az eredeti elképzelés szerint az elektromágneses teret a változatlan pseudo-euklidesi térben értelmezett elektromágneses potenciálokkal vagy térerőségekkel írjuk le, az Einstein-féle gravitációs elméletben pedig, a gravitációs erőket kitranszformálva, a tér befolyását közvetlenül a tér geometriai szerkezetével jellemezzük, vagy másképpen kifejezve a helyzetet: a gravitációs teret leíró mennyiségeknek objektív geometriai jelentést tulajdonítunk. Célszerű az első típusú térelméleteket *tágabb értelemben vett térelméleteknek* nevezni, az utóbbiak megjelölésére pedig a *szűkebb értelemben vett térelmélet* elnevezést bevezetni [9].

4. § *Az egységes térelméletek.* Einstein gravitációs elmélete, amely a fenti terminológiával élve a szűkebb értelemben vett térelméletek prototípusát adja, a fizikai és a geometriai módszerek érdekes szintézisét szolgáltatatta. Az elmélet eredményei arra ösztönözték a kutatókat, hogy a gravitációs elmélet mintájára kiépítsék a gravitációs és elektromágneses tér egységes, szűkebb értelemben vett elméletét, amelyet röviden *egységes térelméletnek* szokás nevezni.

Míg a négy-dimenziós Riemann-geometria alkalmasnak és elégségesnek bizonyult a gravitációs elmélet geometrizálása esetében, addig azonnal e vizsgálatok elején nyilvánvalóvá vált, hogy az egységes térelmélet geometriai alapjául még általánosabb geometriát kell választani. Így került a modern felsőbb differenciálgeometriai kutatás a legszorosabb kapcsolatba a térelméleti vizsgálatokkal.

Bár a tágabb értelemben vett térelméletek a harmincas évek óta, a mezonterek, az elektron-tér stb. elméletének a kiépítésével rohamos fejlődésnek indultak, a szűkebb értelemben vett térelméleti kutatás erősen visszamaradt és annak ellenére, hogy ez a problémakör már kb. 30–40 év óta az érdeklődés középpontjában áll, egy általánosan elfogadott egységes térelméletről még a gravitáció és elektromágnesség esetében sem beszélhetünk. Most bevezetett terminológiánkkal élve azt mondhatjuk, nem sikerült eddig az egyes tágabb értelemben vett térelméletek szűkebb értelemben vett elméletét megkonstruálni, vagy másképpen kifejezve a dolgot: nem sikerült — a gravitációs tértől eltekintve — az egyes fizikai erőterek geometrizálása.

Az erők geometrizálásánál, amint azt említettük, a Riemann-geometriánál általánosabb geometriát kell kiindulásul választanunk, mert a Riemann-tér legfontosabb geometriai jellemzőjét, a tér skalárgörbületét, már egyedül a gravitációs tér meghatározza és így a Riemann-geometriában nincs olyan további geometriai objektum, ami más fizikai erőhatás jellemzésére alkalmas lenne.

Az egységes térelméleti kutatások során a Riemann-geometria következő általánosítási lehetőségeire gondoltak:

a) Növelték a geometriai értelemben vett dimenzióját [10].

b) Közönséges Riemann-geometria helyett projektív Riemann-geometriát alkalmaztak [11].

c) Általánosabban értelmezték a metrikát, ill. a párhuzamos eltolást, mint ahogyan az a Riemann-térben szokásos [12].

d) A Riemann-geometria nem-metrikus affin általánosításából indultak ki [13].

e) Ponttér helyett vonalelemteret vettek geometriai alapul [14].

Már ebből a vázlatos felsorolásból is láthatjuk, hogy az egységes térelméleti kutatások kimerítették a Riemann-geometria szinte valamennyi természetesnek adódó általánosítását. A hivatkozásokból pedig kitűnik — ha nem is tekinthető teljesnek a felsorolt irodalom, mert mindegyik típusnál csak az úttörő vizsgálatok és az újabb irodalmat felsoroló legújabb vizsgálatok idézésére szorítkoztunk —, hogy milyen sokrétűen és intenzíven folytak ezek a vizsgálatok.

Az egyes kifejtett elméletek önmagukban igen érdekesek és matematikailag nem emelhető ellenük kifogás. Hogy e sokrétű kutatás ellenére sem beszélhetünk ma még egy végső, általánosan elfogadott egységes térelméletről, annak az okát abban kell keresnünk, hogy egy-egy fizikai elméletől nemcsak matematikai elmentmondásmentességet és zártsgot követelünk meg, hanem azt is megvizsgáljuk, hogy milyen mértékben tökéletesíti az objektív világról, a fizikai jelenségek összességéről alkotott képünket. A felsorolt elméletek bármelyike adott lényeges újdonságot e kép tökéletesítéséhez és új szempontokat az elektromágneses tér geometrizálásához. Továbbá ezen elméletek mindegyike az általános relativitáselmélet közvetlen általánosításának tekinthető, ami alatt azt szokás érteni, hogy megtartják változatlanul az általános relativitáselméleteknek mindazokat az eredményeit, amelyek kísérletileg ellenőrizhetők voltak, és így az Einstein-elmélet kísérleti bizonyítékainak tekinthetők. Azonban egyik sem tudott felmutatni olyan újabb effektust, amelyet megfigyelésekkel közvetlenül igazolni vagy cáfolni lehetett volna. Ennek oka elsősorban nem abban keresendő, hogy ezek az elméletek lényegesen bonyolultabbak, mint az általános relativitáselmélet és így alapegyenleteiknek a megoldása — tisztán matematikailag — körülményesebb, mint a gravitációs elmélet esetében volt, hanem sokkal inkább abban, hogy az esetleges effektusok

ellenőrzése erősen kísérleti észlelhetőség határán mozog.

Amikor tehát pillanatnyilag egyik vagy másik elméletet előnyben részesítjük, kétségtelen, hogy szubjektív szempontok is szerepet játszanak. Objektíven pillanatnyilag csak az dönthet az egyes elméletek között, hogy melyik, milyen mértékben valósítja meg az egységes térelméletek általános célkitűzéseit.

5. § *Az affin térelméletek és a mozgás problémája.* Egészen a legutóbbi évekig a legintenzívebben az ún. affin térelméletek felé fordult a kutatók érdeklődése, amelyek a Riemann-geometria nem-metrikus affin általánosítását veszik az egységes térelmélet geometriai alapjául [15]. Ennek oka részben talán az volt, hogy a térelméletek legkiválóbb kutatói, mint Einstein és közvetlen munkatársai, Eddington, Schrödinger és sokan mások ebben az irányban látták a fejlődés természetes útját, részben pedig az, hogy az affinterek metrizálása során sikerült olyan geometriai jelentéssel rendelkező mennyiségeket bevezetni, amelyek egyrészt a gravitációs elmélet metrikus aaptenzorának, másrészt az elektromágneses tér antiszimmetrikus tértenzorának természetesnek látszó szintézisét adták, pontosabban, amelynek szimmetrikus része az előbbivel, az antiszimmetrikus része pedig az utóbbival volt (többé vagy kevésbé) azonosítható.

Annál meglepőbb volt azután, hogy Einstein elmélete esetében Infeld, Schrödinger elmélete esetében pedig Ikeda kimutatta, hogy a szóban forgó elméletek téregyenleteiből nem vezethetők le az általános relativitáselmélet esetében már említett módszerekkel a helyes mozgásegyenletek. Pedig ezen elméletek téregyenletei nem-lineáris egyenletek, és így Einstein és Grommer eredménye alapján akár az Einstein—Infeld—Hoffmann-féle, akár a Fock-féle approximációs módszernek a helyes mozgásegyenleteket kellett volna szolgáltatnia.

Igen nehéz belátni, hogy tulajdonképpen mi az oka annak, hogy ezen elméletek esetében az említett nehézségek fellépnek. Nem lehetetlen azonban, hogy ennek az oka abban keresendő, hogy ezek az elméletek nem elégítenek ki egy kézen fekvő kritériumot, amelyet nem olyan régen sikerült megállapítani [9]. E kritérium azt követeli meg a helyes affin térelméletektől, hogy téregyenleteik invariánsak legyenek a $\Gamma_{\mu\nu}^2$ affinösszefüggési együtthatók

$$\bar{\Gamma}_{\mu\nu}^e = \Gamma_{\mu\nu}^e + 2\delta_\mu^e \psi_\nu$$

típusú, ún. *pályatartó leképzésével* szemben, ahol ψ_ν egy tetszés szerinti kovariáns vektor.

1954-ben Bonnornak sikerült kimutatnia, hogy alkalmasan módosítva Einstein affin térelméletét, lehetséges olyan affin térelméletet megadni, amelyek téregyenleteiből első közelítésben már levezethetők a helyes mozgásegyenletek. Ez a módosítás azonban szükségszerűen azzal járt, hogy fel kellett adni Einsteinnek egy, az egységes térelméletekkel szemben támasztott azon követelményét, hogy a

térelméleteknek részint egységesen kovariánsnak kell lenniük*, részint pedig az elmélet Lagrange-függvényének egy speciális irreducibilitási feltételt kell kielégítenie.

A célkitűzések konkretizálása azonban így még nyilvánvalóan nem teljes. Ismeretes ugyanis, hogy lineáris téregyenletekkel rendelkező térelméletek esetében a mozgásegyenletek nem vezethetők le a téregyenletekből, viszont nem-lineáris elméletek esetén ez lehetséges. Ezek alapján megkövetelhető az, hogy az egyes (nem-lineáris) térelméletek téregyenleteiből levezethetők legyenek a helyes mozgásegyenletek.

Ez a posztulátum azonban súlyos nehézséget okoz, ti. azok a térelméletek, amelyek téregyenleteiből a helyes mozgásegyenletek származtathatók, nem elégítik ki az Einstein-féle második kritériumot, viszont az ezen kritériumot kielégítő elméletek esetén nem nyerhetők a mozgásegyenletek a téregyenletekből. Célszerűnek látszott tehát a következőképpen megfogalmazni az Einstein-féle második követelményt: *Legyen az elmélet Lagrange-féle függvénye az elmélet geometriai alapját képező általános tér szerkezetére jellemző skalár, amely nem állítható elő más, a tér szerkezetére jellemző skalárok összegeként* [15].

Hussain 1958-ban írt érdekes disszertációjában végig vizsgálta a különböző affin térelméleteket abból a szempontból, hogy mennyiben elégítik ki az említett kritériumokat és megmutatta, hogy konstruálható olyan affin térelmélet, amely valóban kielégíti az említett, természetesnek látszó feltételeket. Újabb fizikai effektusra azonban ezen elmélet alapján sem sikerült még következtetni.

*

Az előzőekben főbb vonásokban ismertettük a térelméletek jelenlegi problematikáját. Az egységes térelméleti vizsgálatok közül csak az affin térelméletekkel foglalkoztunk kissé részletesebben és messzire vezetne, ha a többi kezdeményezéseket, akár csak ilyen részletességgel is, ismertetni akarnók. Megjegyezzük azonban, hogy az egységes térelméleti vizsgálatok megközelítőleg sem tekinthetők lezártnak, hiszen még a gravitáció és elektromágneses tér egységes geometrizálásánál elért eredmények is bizonyos mértékig vitathatók.

* Ez alatt a következőt értjük: pl. a Maxwell-féle elektromágneses térelméletben a tér nem bontható fel külön elektromos és mágneses részre, mert az elektromos és mágneses tér elszakíthatatlan kölcsönhatásban van egymással. Ha ugyanis egy koordinátarendszerben pl. csak elektromos tér észlelhető, egy másik, ehhez képest egyenletes sebességgel mozgó koordinátarendszerben már a mágneses tér hatása is jelentkezik, hiszen ismeretes, hogy az elektromos és mágneses tér térerősségvektorai együtt transzformálódnak.

Pedig azóta kiderült, hogy újabb erőterek is vannak (mezon-terek); a klasszikus térelméletek és a kvantumelméletek összeegyeztetésének a problémája pedig egyelőre egészen kezdetleges stádiumban van.

Mindazonáltal megállapíthatjuk, hogy az a fejlődés, amelyet Bolyai és Lobacsevszkij nem-euklidesi geometriája elindított és a matematikai térfogalom kibontakozásában is oly gyümölcsözőnek bizonyult, fizikai szempontból is forradalmi eredményekre vezetett, amelyek jelentékenyen hozzájárultak a külvilág törvényszerűségeiről szerzett ismereteink tökéletesítéséhez. Nem kétséges, hogy még a további vizsgálatoktól is érdekes és fontos eredményeket várhatunk.

Horváth János

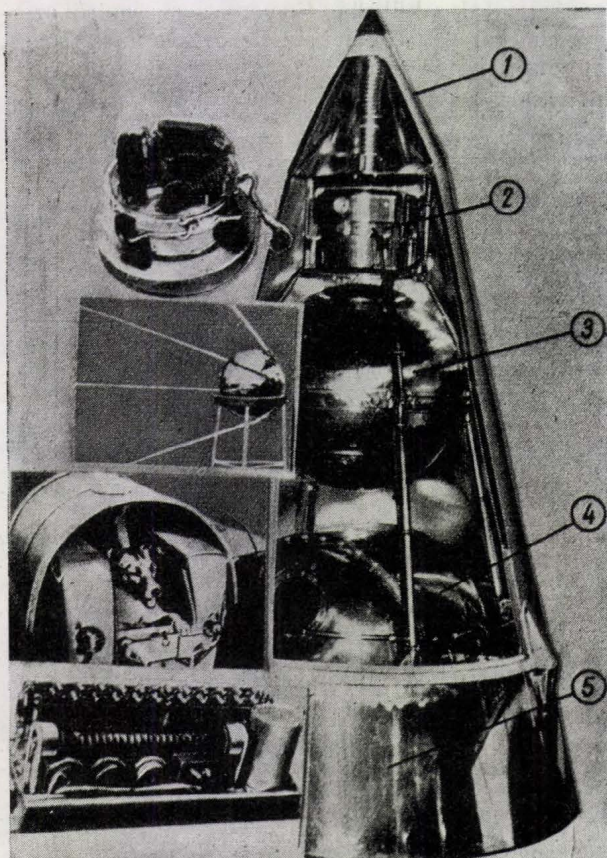
Szegedi Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Alexits György: *Bolyai János élete és munkássága*; MTA III. Oszt. Közl. 3, 131 (1953); *Bolyai János* (Művelt Nép, Budapest, 1952).
2. Dávid Lajos: *In Memoriam Wolfgangi Bolyai*, MTA III. Oszt. Közl. 9, 215 (1959).
3. Bolyai János: *Appendix* (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1952).
4. Varga Ottó: *A Bolyai-Lobacsevszkij geometria hatása a geometria fejlődésére*, MTA III. Oszt. Közl. 3, 151 (1952).
5. P. Sz. Alexandrov: *A tér fogalmáról a topológiában*, MTA III. Oszt. Közl. 3, 173 (1953).
6. Kárteszi Ferenc: *Lobacsevszkij élete és munkássága*, MTA III. Oszt. Közl. 3, 189 (1953).
7. Román Pál, *Fizikai Szemle*, 5, 50 (1955).
8. L. Infeld, MTA III. Oszt. Közl. 1, 164 (1951).
9. J. I. Horváth, *Bulletin Acad. Pol.* 3, 151 (1955).
10. Th. Kaluza, *Sitzungber. preus. Acad. Wiss. Phys.-Math. Kl.* 1921, 966 o.; O. Klein, *Ark. Mat. Astr. Fys. (A)* 34, 242 (1946).
11. J. A. Schouten—G. Danzig, *Proc. Amsterdam*, 38, 1398 (1931); O. Veblen, *Projektive Relativitätstheorie* (Erg. d. Math. II/1.; Berlin, Springer 1953); P. Jordan, *Z. f. Phys.* 124, 602, 608 (1946).
12. H. Weyl, *Berl. Bericht.* 1918, 465. o.; K. F. Novobátzky, *Hung. Acta Phys. No. 5. 1.* 1949; G. Stephenson—C. C. W. Klimister, *Il Nuovo Cim.*, 10, 230 (1953); J. I. Horváth, *Il Nuovo Cimento* (10) 4, 571 (1956).
13. A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, 99, 104 (1921); A. Einstein, *The Meaning of Relativity*, 4. kiad. (Princeton Univ. Press, New-York, 1953); E. Schrödinger, *Proc. Roy. Irish Acad.*, 51, 163, 205 (1947); 52, 1 (1948); J. I. Horváth, *Il Nuovo Cim.* (10) 7, 636 (1958).
14. J. I. Horváth—A. Moór, *Z. f. Phys.* 131, 544 (1952); E. Schaffhauser—Graf, *J. of Rat. Mech. and Anat.* 2, 745 (1953); J. I. Horváth, *Suppl. Nuovo Cim.* (10), 9, 444 (1958).
15. Horváth János, *Magyar Fizikai Folyóirat*, 4, 105 (1956).
16. J. I. Horváth, *Il Nuovo Cim.* (10), 4, 577 (1956).

Az eddigi mesterséges égitestek áttekintése

Valamivel több, mint két évvel ezelőtt vette kezdetét a világűr meghódításának korszaka. Az első mesterséges égitest — az első szputnyik — viszonylag nagy súlya világszerte meglepte a szak köröket is. Még nagyobb meglepetést okozott, amikor nem egészen egy hónap múlva útnak indult a második szputnyik, fedélzetén Lajkával, a világ-



1. ábra. A II. szputnyik és főbb belső berendezései. 1 — orrborító kupak; 2 — különféle mérőberendezések; 3 — az adókat és műszereket tartalmazó tartály, amely az első szputnyiknak felel meg; 4 — a kutya hermetikusan zárt kabinja; 5 — mérőműszerek, adók, telepek

űr első élő utasával. Azóta pedig már mesterséges bolygók száguldanak a térben, eltalálták, majd lefényképezték a Holdat. A fejlődés hatalmas ütemben halad előre, és mind érdekesebb feladatok megvalósítására kerül sor.

A kozmikus térség megismerésében máris olyan szerep jutott ezeknek a szerkezeteknek, mint a magfizikai részecskegyorsítóknak, amelyek az atom szerkezetébe engednek kísérleti úton történő bepillantást.

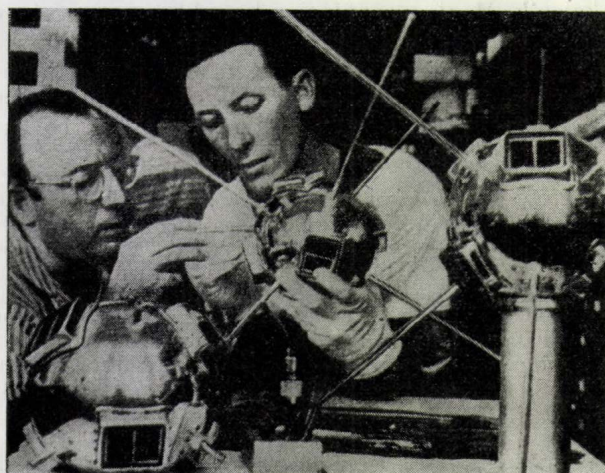
A mesterséges égitestek megalkotásával egy időben a megfelelő szállítórakétán kívül biztosítani kellett az alkalmas telemetriai rendszert, a megfelelő műszereket, és gondoskodni kellett ezek hibamentes, programszerű automatikus működé-



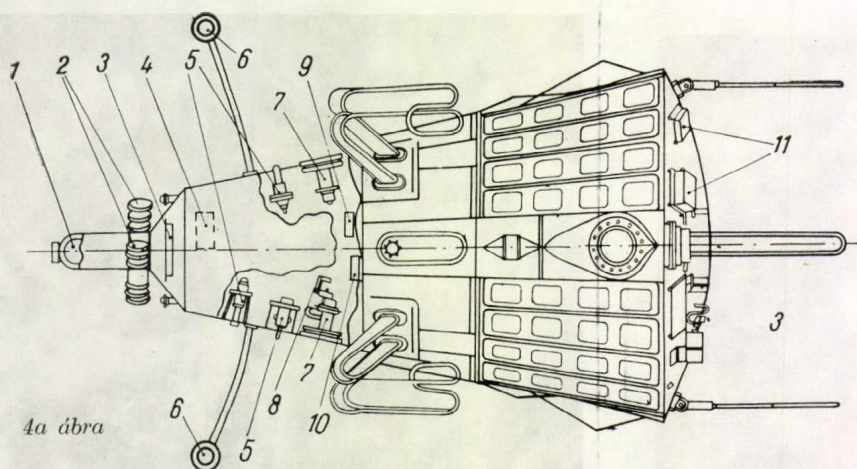
2. ábra. Az Explorer I amerikai mesterséges holdat ráhelyezik a Jupiter C rakéta negyedik fokozatának orrára (a fehér színű, bordás kúpban végződő test)

séről. Az eltelt időszak alatt olyan, az ember utazása szempontjából is fontos kérdést is sikerült megoldani, mint a kozmikus távolságban haladó emberalkotta szerkezet orientációja.

A fejlődés során már megvalósultak, vagy a közeli jövőben megvalósításra kerülnek az alábbi legfontosabb feladatok:

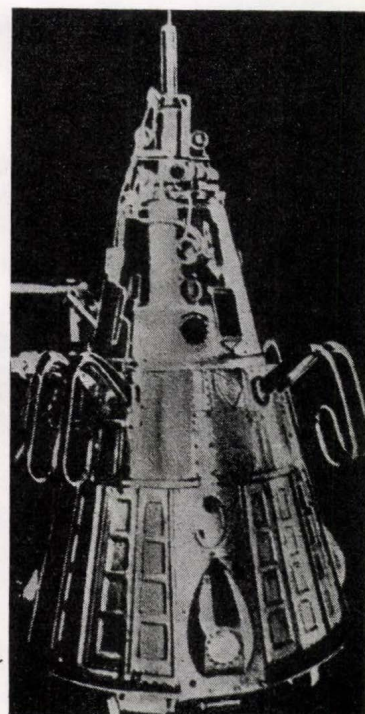


3. ábra. Az amerikai minimál mesterséges hold (Vanguard) mérőberendezések nélkül, felismerési célokat szolgáló adóval ellátva



4. ábra. A harmadik szputnyik és fontosabb belső berendezései

1 — magnetométer; 2 — fotoelektronsokszorozó, a Nap korpuszkuláris sugárzásának vizsgálatára; 3 — naptelemek; 4 — a kozmikus sugárzás foton összetevőjének mérésére szolgáló berendezés; 5 — mágneses és ionizációs manométer; 6 — ionszámláló; 7 — elektrosztatikus töltésmérő; 8 — tömegspektrométer; 9 — a kozmikus sugárzásban előforduló nehéz atommagok mérésére szolgáló berendezés; 10 — az elsődleges kozmikus sugárzás erősségét mérő műszer; 11 — mikrometeorokat regisztráló berendezés



4b ábra

1. Geofizikai, földmágneses, Nap-sugárzási, elektromos és radiológiai mérések a légkör határán túl.

2. Meteorológiai jellegű vizsgálatok a légkör nagy magasságban fekvő rétegeiben.

3. Az ember utazásának teljes előkészítése.

E tárgykörökben részletesebb felvilágosítást táblázatunk szolgáltat, amely tartalmazza az 1959. év végéig végrehajtott mesterséges égitest-kísérletek valamennyi fontos adatát, azokat a kísérleteket is, amelyek valamilyen oknál fogva csak részben vagy egyáltalán nem sikerültek.

A legújabb kísérletek közül kiemelkedő jelentőségű volt a Föld—Hold szputnyik, amely először valósította meg fényképes információ továbbítását nagy kozmikus távolságból. A rakéta beállítást a céltárgyra az adott, speciális sugárzásokra érzékeny keresőkkel végezték el, amelyek nyomógázos kis „hideg-rakétákat” vezéreltek, a megfelelő helyzet beállítása érdekében.

Külön problémakört jelentene a fényképezés részletes menetével foglalkozni, s ez nem is tartozik mostani tárgykörünkbe. Érdekes azonban néhány szót szólni arról, hogy az elért eredmények alapján mit várhatunk a közeljövőben?

A rakéta- és irányítástechnika jelenlegi helyzete a Szovjetunióban lehetővé teszi, hogy a Föld—Hold szputnyikhoz hasonló műszerezésű testet a Vénusz vagy a Mars közelében elvezető pályára juttassanak. Az ilyen testek igen értékes ismeretekkel gyarapíthatják tudásunkat. Közelebbi képet kaphatunk a Mars hósapkáiról és felületi szerkezetéről, behatóbban megismerhetjük a Vénusz állandó, sűrű felhőtakaróját, ismeretekhez juthatunk e két bolygó légköri felépítésének pontosabb vizsgálatával és mágneses tulajdonságaik tisztázásával.



5. ábra. Az egyik Pioneer rakéta startja

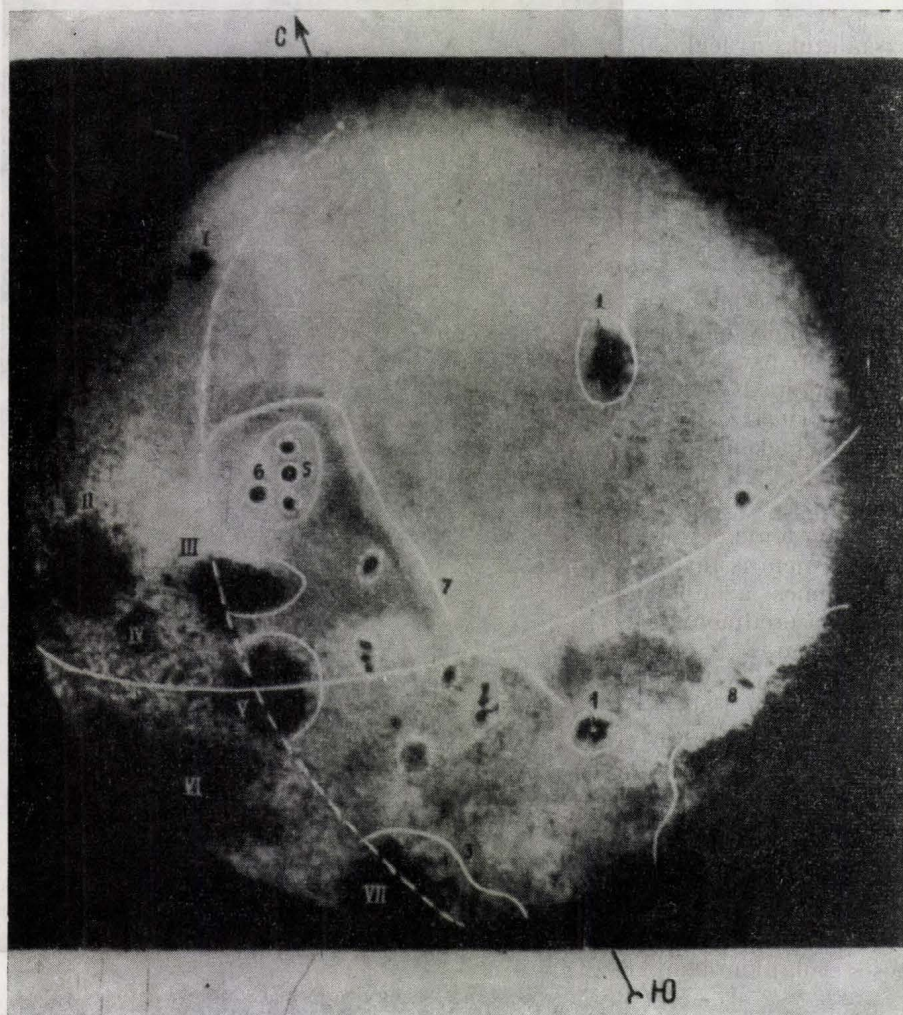


6a ábra

6. ábra. A Pioneer I. szerelése



6b ábra

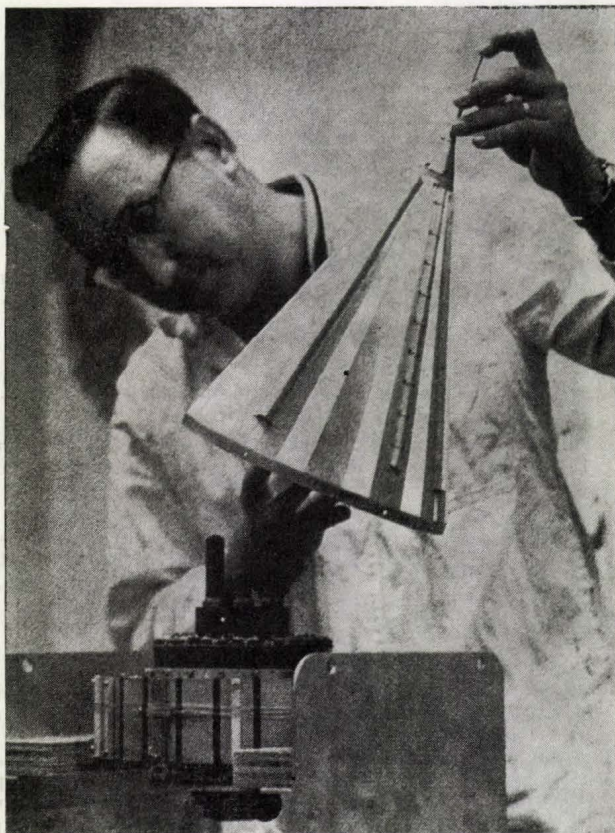


7. ábra. A Holdnak a Földről nem látható oldaláról a Föld—Hold szputnyik által készített kép. A közel vízszintesen haladó folytonos vonal a Hold egyenlítője, a kép bal oldalán az erősen merőlegesen haladó szaggatott vonal a Földről látható és az innen látható rész határvonala. A látható félgömb képződményeit római számok jelzik: I. a Humboldt Tenger; II. Válságok Tengere; III. Regionális Tenger; IV. Hullámok Tengere; V. Smidt Tenger; VI. Termékenység Tengere; VII. Déli Tenger. A most lefényképezett félgömbre eddig elnevezett képződmények: 1. a 300 km átmérőjű Moszkva Tenger; 2. az Űrhajósok Öble a Moszkva Tengeren; 3. a Déli Tenger folytatása; 4. Ciolkovszkij Csúcs; a központi Lomonoszov Hegy krátere; 6. a Joliot-Curie Kráter; 7. Szovjet Hegygerince; 8. az Álmodók Tengere.

Szinte biztosra vehetjük, hogy a közeli jövőben tanúi leszünk egy visszatérő mesterséges hold felbocsátásának. E téren a fékezés, és a káros hőhatások elleni védekezés módszereinek kidolgozásán kívül alapvető fontosságú az orientáció biztosítása. Csak ezzel érhető el ugyanis, hogy a kezdeti fékezést szolgáltató rakéta a hasznos tolóerőt a megfelelő irányban fejtse ki. A visszatérés előtt tehát a testet „be kell tájolni”, és ebben a helyzetben stabilizálni kell. A Föld körül keringő mesterséges holdak esetében az orientáció alapjául szolgálhat a Nap, a Hold és a Föld kölcsönösen elfoglalt helyzete, esetleg a Föld mágneses erőtere. Azoknak a rendellenesen fellépő mozgásoknak a milyenségét, amelyeket a visszatérés érdekében le kell küzdeni, behatóan tanulmányozták a harmadik szputnyik felhasználásával. Ennek egyik magnetométere ugyanis Cardano-függesztésében a Föld mágneses terének hatására mindig a maximális térerősség irányába állt be. A műszertartályhoz fixen rögzített, azonos típusú magnométer viszont az intenzitásingadozásokat regisztrálta. A két műszer adatainak egybevetése képet adott arról, hogy milyen mértékű rendellenes mozgások jelentkeznek, s így ki lehetett dolgozni azokat a módszereket, amelyek megszüntetésükre alkalmasak. Ezeket a tapasztalatokat valószínűleg már a Holdat lefényképező Föld–Hold szputnyik esetében is felhasználták.

Érdekes tervek születtek a légkör nagyobb magasságban fekvő rétegeinek tanulmányozására. Ezek az ún. szatelloid-tervek, amelyeket a mesterséges hold és a sugárhajtású repülőgép „keresztelésének” tekinthetünk. Ezeket lényegében 150–400 kilométer magassághatárok közt húzódó pályára kívánják feljuttatni, tartalék sugárhajtóművel és üzemanyaggal. Ez utóbbi bizonyos sebességcsökkenés esetén alkalmas lenne arra, hogy a rakétát kis mértékben ismét felgyorsítsa, vagyis életét meghosszabbítsa. Így néhány keringésen át mozoghatnának a szerkezetek a megfelelő magasságtartományban, s esetleg épségben vissza is lehetne hozni ezeket a Földre. Felszerelésükhöz így meteorológiai célokra kiválóan alkalmas felvételeket készítő fényképezőgépek is tartozhatnának.

Akár szatelloidokkal, akár visszatérő mesterséges holddal élettanilag is fontos kérdéseket is tisztázni kell még. Az már bebizonyosodott — a Lajkával végzett kísérlet révén — hogy a tartós súlytalanság nem zavarja meg a szervezet egyensúlyát, és káros hatásai sincsenek. Tisztázatlan azonban még az a kérdés, hogyan reagál az élő szervezet a súlytalanság megszűnésére? Választ vár még az a kérdés is, hogy vajon a légkör határán kívül elszennvedett sugárzások milyen hatással vannak az élő szervezetre. Ennek megválaszolása szintén a visszatérés megvalósulásával lesz lehetséges.



9. ábra. A Pioneer I. útja, a kilövés utáni 30. másodperc végéig.

<p>A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam</p>	<p>Szállítórakéta, műs- zertartály (súlyadatok) st = start súly (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = műs-zertartály súlya (kg); h = arakéta startmagassága (m) d = maximális rakéta- átmérő (m)</p>	<p>Műs-zertartály mérete, burkolata; műszerezés</p>	<p>Pályaadatok T = keringésidő (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagas- ság (km) A = apogeummagas- ság (km) v_p = perigeumbesség (km/ó) v_a = apogeumbesség (km/ó)</p>	<p>A szóbanforgó mester- séges égitesttel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények</p>
<p><i>Szputnyik I</i> (1957 a₂) 1957. X. 4. 1958. I. 4. SzU</p>	<p>st = kb. 100 000 mt = 83,6</p>	<p>alak: gömb; átmérő: 58 cm; burkolat: alumínium-ötvözet; műszerek: belső hőmérséklet és nyomásmérő; adók: $v = 20\,005$ és $40\,002$ MHz, kb. 1—1 W teljesítménnyel; áramforrások: akkumulátorok; antennák: 4 db 2,4 ill. 2,9 m hosszúsággal; adás vége: 1957. X. 27.</p>	<p>T = 96,17 i = 65 P = 229 A = 946 $v_p = 29\,000$ $v_a = 26\,100$</p>	<p>a mesterséges égitestek élettartamára először ebből a kísérletből lehetett tapasztalati adatokat nyerni</p>
<p><i>Szputnyik II</i> (1957 β) 1957. XI. 3. 1958. IV. 14. SzU</p>	<p>st = kb. 200 000 mt = 508,3</p>	<p>alak: kúposan futó tartókkal összefogott testek; burkolat: alumínium-ötvözet; műszerek: kozmikus sugárzás, a Nap röntgen- és ultraibolya sugárzása, nyomás és hőmérséklet. Lajka kísérleti kutya: vérnyomás, légzés, pulzus, EKG és anyagsere; adók: mint fent; adás vége: 1957. XI. 10.</p>	<p>T = 103,7 i = 65 P = 226 A = 1 670 $v_p = 29\,000$ $v_a = 24\,200$</p>	<p>a rendellenes gyorsulások és a keringésidő rendellenes növekedése révén felfedezik a naptevékenység hatását a felső légkör sűrűségére. Lajka-kísérlet: a súlytalanság elviselhető</p>
<p><i>Vanguard (1)</i> 1957. XII. 6. USA (Navy)</p>	<p>háromlépcsős Vanguard rakéta st = 10 250 öt = 1,54 h = 21,94 d = 1,14</p>	<p>alak: gömb; átmérő: 15,24 cm; burkolat: magnézium-alumínium-szilikium monoxid; műszerek: mikrometeorszámoló mikrofon, adók: $v = 108,00$ és $108,03$ MHz, 10, ill. 5 mW. áramforrások: higanyakkumulátorok és 6 naptelep; antennák: 6 db egyenként 30 cm hosszú botdipól és 1 db lepkeantenna</p>	<p>a gyújtás után 2 másodperccel fel-lépő tolóerőkiesés; robbanás a start-állványon</p>	
<p><i>Explorer I</i> (1958 a) 1958. I. 31. élettartam: 3—5 év USA (Army)</p>	<p>négylépcsős Jupiter C-rakéta öt = 14,0 mt = 8,2 h = 20,9</p>	<p>alak: legömbölyített kúpban végződő henger; hossza: 2,03 m; átmérő: 15,24 cm; burkolat: 8 alumíniumoxid bordával ellátott acélház; műszerek: GM számlálócső, mikrometeorszámoló mikrofon, hőmérsékletmérő; adók: (1) 108,00 és (2) 108,03 MHz, 10 ill. 60 mW; áramforrások: higanyakkumulátorok; antennák: lepkeantenna, 4. ostorantenna, a burkolatot dipólusnak használva, adás (1)-en: néhány óra, (2)-n: néhány hét</p>	<p>T = 114,8 i = 33,34 P = 361 A = 2570</p>	<p>a Föld sugárövezeteinek (Van Allen gyűrűk) felfedezése a Van Allen szerkesztette műszerrel</p>
<p><i>Vanguard</i> 1958. II. 5. USA</p>	<p>mint a Vanguard (1)-nél</p>	<p>mint a Vanguard (1)-nél</p>	<p>Az indítás utáni 57. másodpercben irányítási zavar. Az emelkedés során kb. 6000 m magasságban az egyes rakétalép-csök rendellenesen szétváltak</p>	
<p><i>Explorer II.</i> 1958. III. 5. USA</p>	<p>mint az Explorer I-nél</p>	<p>alak: mint az Explorer I.; burkolat: rozsdamentes acél; műszerek: mikrometeorszámoló mikrofon, GM csövek árnyékolással és anélkül; adók: áramforrások: mint az Explorer I.; antennák: két dipól (a burkolat felhasználásával)</p>	<p>Az utolsó fokozat nem gyújtott, úgy, hogy 823 mp-es repülési idő után az Atlanti Óceánba zuhant</p>	
<p><i>Vanguard I.</i> (1958 β) 1958. III. 17. USA</p>	<p>mint a Vanguard (1)-nél öt = 24,1</p>	<p>alak: gömb; átmérő: 16,25 cm; burkolat: alumínium-ötvözet; műszerek: hőmérsékletmérő; adók, áramforrások és antennák: mint a Vanguard (1)-nél</p>	<p>P = 658 A = 3950</p>	<p>a Csendes Óceán térségében végzett korábbi geodéziai mérések ellenőrzése és a Föld alakjának pontosabb meghatározása</p>

<p>A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam</p>	<p>Szállítórakéta, műszer- tartály (súlyadatok) st = start súly (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = mű- szertartály súlya (kg) h = a rakéta start- magassága (m) d = maximális raké- taátmérő (m)</p>	<p>Műszertartály mérete, burkolata; műszerezés</p>	<p>Pályaadatok T = keringésidő (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagas- ság (km) A = apogeummagas- ság (km) v_p = perigeumsebesség (km/ó) v_a = apogeumsebesség (km/ó)</p>	<p>A szóbanforgó mester- séges égitesttel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények</p>
<p><i>Explorer III.</i> (1958 γ) 1958. III. 26. 1958. VI. 27. USA</p>	<p>mint az <i>Explorer I.</i> öt = 14,06 mt = 8,42</p>	<p><i>alak:</i> gömb; <i>méret:</i> mint az <i>Explo- rer I.</i> és <i>II.</i>; <i>burkolat:</i> mint az <i>Explorer II.</i> <i>műszerek:</i> számlálósövek, mikrome- teorszámológó, hőmérsékletmérő; <i>adók</i> és <i>áramforrások:</i> mint az <i>Explorer I.</i> és <i>II.</i>; <i>antennák:</i> mint az <i>Explorer II.</i></p>	<p>T = 115,87 i = 33,4 P = 195 A = 2820</p>	<p>értékes kiegészítés a Van Allen gyűrűk- ről és a mikrometeo- rokról</p>
<p><i>Vanguard (2)</i> 1958. IV. 28. USA</p>	<p>hasznoló, mint a <i>Vanguard (1)</i> mt = 9,74</p>	<p><i>alak:</i> gömb; <i>átmérő:</i> 50,8 cm; <i>bur- kolat:</i> szuperpolírozott szilícium-oxid bevonatú magnézium; <i>műszerek:</i> röntgensugárzás-mérő; <i>adók, áramforrások:</i> mint a <i>Vanguard</i> <i>I-nél</i>; <i>antennák:</i> 4 fémbot</p>	<p>a két elektromos relé meghibáso- dása miatt a har- madik fokozat nem gyújtott</p>	
<p><i>Szputnyik III.</i> (1958 δ) 1958. V. 15. élettartam: 19 hónap SZU</p>	<p>st = kb. 300 000 mt = 1 327 m = 968 h = kb. 40 d = kb. 3,5</p>	<p><i>alak:</i> kúp, gömbstüveg zárólappal; <i>magasság:</i> 3,57 m; <i>legn. átmérő:</i> 1,72 m; <i>burkolat:</i> egymástól elszí- getelt alumíniumötvözetű kettős fal. <i>műszerek:</i> 1 — magnetométer; 2 — fotoelektron sokszorozó a Nap kor- pusz kuláris sugárzásának tanulmá- nyozására; 3 — a kozmikus sugárzás fotonösszetevőjét mérő műszer; 4 — ionizációs manométer; 5 — mágneses manométer; 6 — ioncsapda; 7 — elektrosztatikus töltésmérő; 8 — tömegspektrométer; 9 — Cserenkov- számláló; 10 — a kozmikus sugárzás nehéz magjainak intenzitását mérő műszer; 11 — mikrometeorszámláló; 12 — adattárolók. <i>adók:</i> 20,005 és 40,01 MHz (utóbbi az elsőnek felharmonikusa); kémiai (hi- gany)-akkumulátorok és naptelepek; <i>antennák:</i> 4 db irányadó antenna, 1 db botantenna. Adás csak kérdőjel befutására, az egész keringés során</p>	<p>T = 106 i = 65,3 P = 213 A = 1 880 v_p = 30 314 v_a = 23 555</p>	<p>értékes adatok az exoszféra gázára- mairól, ionkoncent- rációjáról, az itteni sugárzási viszonyok- ról, valamint a koz- mikus sugárzásban előforduló nehéz ré- szecskékről</p>
<p><i>Vanguard</i> 1958. V. 27. USA</p>	<p>mt = 9,75</p>	<p><i>alak, méretek, burkolat:</i> mint <i>Vanguard</i> (2)-nél <i>műszerek:</i> a Nap Lyman-alfa sugárzását vizsgáló berendezés; <i>adók, áramforrá- sok, antennák:</i> mint a <i>Vanguard I-nél</i></p>	<p>a második lépcső- ben az égés késve és tökéletlenül fejeződött be, ezért a pálya igen meredek lett. A mesterséges hold az indulás után 20 perccel Dél-Afrika felett lezuhant</p>	
<p><i>Vanguard</i> 1958. VI. 26. USA</p>	<p>mt = 9,75</p>	<p>mint a <i>Vanguard (2)</i>, kivéve a Nap röntgensugárzásának tanulmányozá- sára szolgáló műszert</p>	<p>ua., mint a máso- dik fokozat hajtó- művéről az előbb mondottak</p>	
<p><i>Explorer IV</i> (1958 ε) 1958. VII. 26. 1959. VI. 25. USA</p>	<p>mint az <i>Explorer I</i> öt = 17,41 mt = 11,70</p>	<p><i>alak:</i> mint az <i>Explorer I.</i>; <i>hossza:</i> 2,12 m; <i>átmérő:</i> 15,8 cm; <i>burkolat:</i> rozsdamentes acél; <i>műszerek:</i> 2 db GM-számlálóső, 2 db szcintillációs számláló, hőmérséklet- mérő</p>	<p>T = 110,27 i = 50,29 P = 262 A = 2220</p>	<p>a belső Van Allen gyű- rű további részlete- sebb tanulmányozása. Keringését meteor- rajjal való találkozás miatt rendellenesen korán fejezte be</p>

<p>A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam</p>	<p>Szállítórakéta, műszer- tartály (súlyadatok) st = start súlya (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = műszer-tartály súlya (kg); h = a rakéta startmagassága (m) d = maximális rakéta- átmérő (m)</p>	<p>Műszer-tartály mérete, burkolata; műszerezés</p>	<p>Pályaadatok T = keringési idő (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagas- ság (km) A = apogeummagas- ság (km) v_p = perigeumbesség (km/ó) v_a = apogeumbesség (km/ó)</p>	<p>A szóbanforgó mester- séges égitesttel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények</p>
<p><i>Holdkutató</i> 1958. VIII. 17. USA</p>	<p>Négylépeső Thor- Able I rakéta st = 51 000 öt = 38,0 mt = 11,3 h = 26,8</p>	<p>alak: toroid; átmérő: 73,66 cm; burkolat: üvegerősítésű műanyag; műszerek: sugárásmérők, magneto- méter, mikrometeorok gyakoriságá- nak és hőmérsékletének mérése, „elek- tronikus szem” holdközeli vizsgálá- tokra; adók: $\nu = 108,6$ és 108,09 MHz 100 mW ill. 1 W; áramforrások: kémiai akkumulátorok; antennák: 2 db 30 cm hosszú ostorantenna</p>	<p>az első lépcső haj- tóműve 77 mp után felmondta a szolgálatot</p>	
<p><i>Explorer V</i> 1958. VIII. 24. USA</p>	<p>mint előbb öt = 17,41 mt = 11,70</p>	<p>alak, méret, burkolat: mint az <i>Explorer</i> II.; műszerek: a korpuszskuláris su- gárzás vizsgálata különböző intenzitás- nívókon; adók: $\nu = 108,00$ és 108,03 MHz, 10 ill. 30 mW; áramforrások: higanyakkumulátorok; antennák: 2 dipól, a burkolat felhasználásával</p>	<p>minden fokozat gyújtott, azon- ban egyik köz- benső nem szűn- tette be az égést a kívánt időben, ezért utolérte a belőle kiváló foko- zatot és eltéri- tette azt pályájá- ról. Az összes re- pülési idő: 659 mp</p>	
<p><i>Vanguard</i> 1958. IX. 26. USA</p>	<p>mt = 9,75</p>	<p>alak, méretek és burkolat: mint a <i>Van- guard</i> (2) műszerek: két infravörösre szenzibi- lizált fotocella felhőmegfigyelésekhez; adók: $\nu = 108,00$ és 108,03 MHz, 10 mW, ill. 1 W; áramforrások: higanyakkumulátorok</p>	<p>a második fokozat nem szolgáltatott elegendő tolóerőt, úgy, hogy a mes- terséges hold még első keringésé- nek befejezése előtt bemerült az atmoszférába</p>	
<p><i>Pioneer I.</i> 1958. X. 11. 1958. X. 13. (élettartam: 43^h 17,5^m) USA</p>	<p>négylépesős Thor- Able I-rakéta öt = 38,28 (pálya- helyesbítő és fékező raké- tával együtt) mt = 17,6</p>	<p>alak, méretek, burkolat, műszerek és adók: mint a <i>Holdkutató</i>-nál</p>	<p>az elégtelen kezdő- sebesség miatt a Csendes Óceán déli térsége felett ismét a légkörbe merült és elégett. Az elért legna- gyobb magasság: 114 000 km. Köz- ben a műszerek a korábbi mé- réseredményeket erősítették meg.</p>	
<p><i>Beacon</i> 1958. X. 23. USA</p>	<p>négylépesős Jupiter C-rakéta öt = 14,25 ballon súlya = = 4,2 kg</p>	<p>alak: henger, belül felfújható ballonnal henger hossza: 1,27 m; ballon anyaga: poliészter-film, igen vékony alumínium- bevonattal, műszerfelszerelés nincs, adók a ballon kivetéséről és felfúvó- dásáról adtak volna</p>	<p>a felső rakétalép- esők idő előtt váltak le, és a ballon-holddal együtt 424 mp után visszaestek a földfelszínre</p>	
<p><i>Pioneer II.</i> 1958. XI. 8. USA</p>	<p>mint a <i>Pioneer I.</i> öt = 39,19 mt = 15,55</p>	<p>alak, méretek, burkolat: mint a <i>Hold- kutató</i> műszerek: valamennyi ionizáló sugár- zás vizsgálata, ionfelhők, a Föld és a Hold mágneses tere, mikrometeorok, belső hőmérséklet és egy „fotoelek- tromos szem” a holdközeli vizsgálá- tokra; adók és áramforrások: mint a <i>Pioneer I.</i></p>	<p>legnagyobb elért magasság: 1560 km. Itt nem gyűj- tott be a 3. foko- zat, s a rakéta 42,4 perc múlva ismét bemerült a légkörbe</p>	<p>megállapították, hogy a kozmikus sugárzás erőssége az egyenlí- tői tartományban a vártnál nagyobb</p>

<p>A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam</p>	<p>Szállítórakéta, műs- zertartály (súlyadatok) st = startsúly (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = mű- szertartály súlya (kg) h = a rakéta start- magassága (m) d = maximális raké- taátmérő (m)</p>	<p>Műszertartály mérete, burkolata; műszerezés</p>	<p>Pályaadatok T = keringésideje (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagasság (km) A = apogeummagasság (km) v_p = perigeumbesség (km/ó) v_a = apogeumbesség (km/ó)</p>	<p>A szóbanforgó mester- séges égitettel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények</p>
<p><i>Pioneer III.</i> 1958. XII. 6. 1958. XII. 7. (élettartam : 38 óra) USA</p>	<p>négylépcsős Juno II rakéta st = 55 000 mt = 5,87</p>	<p>alak: kúp; hossza: 58,4 cm; legn. átmérő: 25,4 cm; burkolat: arany- bevonatú műanyag; műszerek: a kozmikus sugárzás vizsgálá- tára; adók: $\nu = 960,05$ MHz, 180 mW; áramforrások: higanyakku- mulátorok</p>	<p>legnagyobb távol- sága a Földtől: 102 320 km, a léggörbemerülés Francia Egyen- lítői Afrika felett történt</p>	<p>a külső, távolabbi su- gárzási övezet felfe- dezése a Föld körül</p>
<p><i>Atlas/Score</i> (1958 a) 1958. XII. 18. 1959. I. 21. USA</p>	<p>kétlépcsős ICBM WS 107A-1 Atlas st = 110 675 öt = 3 968 mt = 68 h = 25,9</p>	<p>alak: a mesterséges hold az Atlas orrába volt beépítve; hossza: 25,9 m; átmérő: 3,05 m műszerek: két adó-vevő, hozzáépített magnetofonnal, áramforrással és irány- adóval; adók: $\nu = 132,435$ és $132,905$ MHz, a kísérleti adón és $\nu = 107,97$ és $107,94$ MHz az irány-adón</p>	<p>T = 101,46 i = 32,3</p>	<p>a kísérlet bebizonyí- totta, hogy a mester- séges hold és a Föld között fónikus és távíró-összeköttetés mindkét irányban le- hetséges</p>
<p><i>I. Űrrakéta</i> (1959 a) 1959. I. 2. élettartam : korlátlan (mesterséges bolygóvá vált) SZU</p>	<p>valószínű négy- lépcsős st = kb. 400 000 öt = 1 472 mt = 361,3</p>	<p>alak: gömb; átmérő: kb. 1 m; műszerek: 1 — a Föld és a Hold mág- neses terének mérése, 2 — a kozmikus sugárzás kutatása és ingadozásainak vizsgálata a Föld mágneses erőterén kívül, 3 — a kozmikus sugárzás foton- összetevője, 4 — a Hold esetleges radioaktívításának vizsgálata, 5 — a nehéz magok részaránya a kozmikus sugárzásban, 6 — az interplanetáris gáz és áramlásainak vizsgálata, elek- tromos és mágneses tere, 7 — a Nap anyagi sugárzásának vizsgálata, 8 — a meteorok okozta erózió vizsgálata; adók: $\nu = 19,997$ és $19,995$, $19,993$ és $183,6$ MHz; áramforrások: akku- mulátorok; adásidő: 64 óra</p>	<p>T = 15 hónap perihéliumtávolság = 146 400 000 km aféliumtávolság = = 212 000 000 km perihéliumátme- net = 1959. I. 14. aféliumátmenet = 1959. IX.</p>	<p>Van Allen gyűrűk vizsgálata, nátrium- felhő kibocsátása a bolygóközi gázanyag- ra való következtetés és helymeghatározás céljából. Nagypon- tosságú irányítás</p>
<p><i>Vanguard III.</i> (1959 β) 1959. II. 17. USA</p>	<p>mt = 9,4</p>	<p>alak: gömb, átmérő: 50,8 cm; burkolat: mint a <i>Vanguard</i> (2) műszerek: infravörösre szenzibilizált fotocellák felhőmegfigyeléshez; adók: $\nu = 108,11$ és $108,03$ MHz, 10 ill. 80 mW, földről kioldva; áramforrások: higanyakkumulátorok</p>	<p>T = 125,58 i = 32,88</p>	<p>a meteorológiai vizs- gálatok és az adat- átvitel nehézségekbe ütközött, mert a mes- terséges hold előre kiszámíthatatlan buk- dacosuló mozgásba kezdett</p>
<p><i>Discoverer I.</i> (1959 γ) 1959. II. 28. 1959. III. 5. USA</p>	<p>Bell/Halster hajtó- művel a mester- séges hold hátsó részén öt = 589,7 mt = 111 + 88 (men- tórakéta)</p>	<p>alak: legömbölyített kúpban végződő henger; hossza: 5,85 m; átmérő: 1,52 m; műszerek: titkos (valószínűleg hori- zontlelapogató és stabilizáció); adók: a mérési eredmények és a pályahelyzet továbbítására, részletek még titkosak</p>	<p>T = 95,9 i = 870 P = 160 A = 355</p>	<p>a helyzetstabilizáló nem működött kifo- gástalanul, ezért a jelzéseket csak rész- ben lehetett felfogni</p>
<p><i>Pioneer IV.</i> (1959 δ) 1959. III. 3. élettartam : korlátlan (mesterséges bolygóvá vált) USA</p>	<p>négylépcsős Juno II mt = 6,07</p>	<p>alak: kúp; hossza: 50,8 cm; legn. átmérő: 22,8 cm; burkolat: arannyal bevonatú műanyag; műszerek: sugázmérők, „fotoelek- tromos szem” a holdközi vizsgála- tokra; adók: $960,05$ MHz, mint má- sodlagos vivőhullámok, 100 mW; adás tartama: kb. 90 óra</p>	<p>perihélium = = 147 600 000 km afélium = = 170 000 000 km perihéliumátme- net = 1959. III. 17. aféliumátmenet = 1959. X. 1.</p>	<p>nagy irányhiba; a Hold mellett 3000 km helyett 57 000 km távolságban ha- ladt el</p>
<p><i>Discoverer II.</i> (1959 ϵ) 1959. IV. 13. 1959. IV. 26. USA</p>	<p>mint a <i>Discoverer I.</i> öt = 729,5 mt = 111 + 88 (mentő- rakéta)</p>	<p>mint a <i>Discoverer I.</i>, azonban félgömb- alakú ledobható mentőhüvellyel; műszerek, adók: titkos; áramforrások: nikkel-kadmium telepek</p>	<p>T = 90,55 i = 88 P = 229 A = 355</p>	<p>kísérlet az orr-rész leválasztására és a Földre történő vissza- hozatalára</p>

A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam	Szállítórakéta, műs- zertartály (súlyadatok) st = start súly (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = mű- szertartály súlya (kg) h = a rakéta start- magassága (m) d = maximális raké- taátmérő (m)	Műszertartály mérete, burkolata; műszerezés	Pályaadatok T = keringésidő (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagasság (km) A = apogeummagasság (km) v _p = perigeumsebesség (km/ó.) v _a = apogeumsebesség (km/ó.)	A szóbanforgó mester- séges égitesttel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények
Vanguard (ikerhold : III. A és III. B) 1959. IV. 13. USA	háromlépcsős Vanguard rakéta öt = 10,56	alak, méretek, felépítése: III. A: 33 cm átmérőjű műanyag gömb, rajta egy kúp; III. B: felfújható alumínium- bevonatú műanyagballon; műszerek: III. A: magnetométer; III. B: optikai megfigyeléséből lehetett volna következtetni a légkör felső határán uralkodó sűrűségi viszonyokra; adók: III. A = 108,00 és 108,03 MHz 10 ill. 80 mW, utóbbi a műszer-adó; áramforrások: ezüst-zink akkumulá- torok	a második fokozat későn gyújtott, ezért pályaelterés lépett fel. 500 mp-cel a start után lezuhant	
Discoverer III. 1959. VI. 3. USA	mint a Discoverer I. öt = kb. 725 mt = kb. 110 + + 72,5 (men- tőrakéta)	alak, méretek, felépítés: hasonló mint a Discoverer I. és II., kivéve a mentő- rakétát, amellyel a négy élő egeret visszahozták	a második fokozat hibás vezérlése a gyújtáskor idő- előtti leesést ered- ményezett	
Discoverer IV. 1959. VI. 16. USA	mint a Discoverer I.	ismeretlen	a második fokozat meghibásodása miatt nem érte el a keringési sebességet	
Explorer VI. (1959. η) 1959. VIII. 7. élettartam : legalább egy év USA	háromlépcsős Thor- Able rakéta öt = 64,4	alak: gömb, négy evezőszerű nyúlvány- nyal, amelyek mintegy 2000 napte- lepet hordanak. Innen a név: lapát- kerék; műszerek: a Föld sugárövezetének kuta- tására; adók: egy kis és egy nagytel- jesítményű adó, a kisteljesítményű folytonos adással, a nagyteljesítményű az adattároló adatait közli	T = 765 P = 252 A = 42 500	a Van Allen gyűrűk tartós tanulmányo- zására
Discoverer V. (1959) 1959. VIII. 13. élettartam : 17 keringés USA	kétlépcsős Thor- Hulster rakéta öt = kb. 765 mt = kb. 135	mentőrakétával; áramforrások: nik- kel-kadmium telepek; antennák; írá- sírányított és 1 ostorantenna	P = 219 A = 725	
I. Holdrakéta (1959. ζ) 1959. IX. 12. 1959. IX. 13. SzU	valószínűleg négy- lépcsős st = kb. 400 000 öt = 1 511 mt = 390,2	alak: gömb; átmérő: kb. 1 m.; műszerek: 1 — a Föld és a Hold mág- neses terének tanulmányozása, 2 — a Föld sugárövezeteinek tanulmányo- zása, 3 — a kozmikus sugárzás inten- zitásának és intenzitásváltozásainak vizsgálata, 4 — a kozmikus sugárzás- ban levő nehéz atommagok kutatása, 5 — a bolygóközi gázanyag tanul- mányozása, 6 — mikrometeorok vizs- gálata; adók: v = 19,993, 19,997, 20,003, 39,986 és 183,6 MHz; áram- források: akkumulátorok; adás ideje: 34 óra, a Holddal való találkozásig	holdatérés: 1959. IX. 13. 22 ^h 02 ^m 24 ^s (magyar idő- ben)	nátriumfelhő az I. Űr- rakétához hasonlóan; kimutatta, hogy amennyiben a Hold- nak egyáltalában van mágneses tere, annak erőssége kisebb 60 gammánál; a Hold eltalálása
Tranít I. 1959. IX. 17.	öt = 120	alak: gömb, átmérő: 90 cm		egyik fokozat nem gyújtott
Vanguard III. (1959. ι) 1959. IX. 18. élettartam : több év USA	öt = 22,6	alak: gömb, átmérő: 50 cm; műszerek: magnetométer, a Nap rönt- gensugárzása, belső és külső hőmér- mérséklet adás: 1959. XII. 11.-ig; 85 napon át	P = 504 A = 3684	

A mesterséges égitest neve A start ideje A keringés vége Felbocsátó állam	Szállítórakéta, műs- tartály (súlyadatok) st = start súly (kg) öt = utolsó fokozat súlya üzemanyag nél- kül (kg) mt = mű- szeptartály súlya (kg) h = a rakéta start- magassága (m) d = maximális raké- taátmérő (m)	Műszeptartály mérete, burkolata; műszerezés	Pályaadatok T = keringésidő (perc) i = pályahajlás (fok) P = perigeummagas- ság (km) A = apogeummagas- ság (km) v_p = perigeumsebesség (km/ó) v_a = apogeumsebesség (km/ó)	A szóbanforgó mester- séges égitesttel elért legfontosabb tudomá- nyos eredmények
Föld—Hold Szeptnyik (1959 κ) 1959. X. 4. élettartam : legalább fé! év SZU	valószínűleg négy- lépcsős st = kb. 400 000 öt = 1 553 mt = 435	alak: két végén félgömbben végződő henger; hossza: 1,3 m; legn. átmérő: 1,2 m; műszerek: 1 — fényképező, előhívó, rögzítő berendezés, 2 — az orientációs berendezés és rakétái, 3 — a pontos beállítást biztosító fényérzékeny cel- lák, 4 — hőszabályozó rendszer, 5 — televíziós adó, 6 — egyéb műszerek adók: ν = 39,986 és 143,800 MHz; antennák: 6 db fémbot; áramforrások: akkumulátorok és naptelepek; adás tartama: 38 nap	T = kb. 20 930 (14,5 nap) P = 47 500 A = 470 000	a rakéta a Hold tér- ségénél távolabb ke- rülve az orientációs berendezés révén meg- kereste és lefényké- pezte a Holdat. A ké- pet televízió to- vábbította. A Hold tömegének pinto- sabb meghatározása, a Nap okozta per- turbáció pontos vizs- gálata
Discoverer VI. USA felbocsátási adatok nem ismeretesek				
Explorer VII. 1959. X. 13. (1959 λ) élettartam: néhány év USA	mt = 41,5	alak, méretek, felépítés: mint Expló- rer VI műszerek: Föld albedója és hőszugárzá- sa, hőmérséklet, Lyman α és a Nap röntgensugárzása, kozmikus sugárzás, mikrometeoritok, erózió adás tartama: 2 hét	P = 168 A = 1140 i = 50 (utolsó Ex- plorer)	
Discoverer VII. 1959. nov. 7. (1959 μ) élettartam: néhány kerin- gés USA	mt = 140	mint előbbieknél	P = 168 A = 885 i = 90 visszatérés nem sikerült	
Discoverer VIII. 1959. XI. 20. (1959 ν) USA		mint előbbieknél	a pálya a terve- zetnél excentri- kusabb lett. A kapszula levált, megtalálni nem sikerült	
Pioneer V. 1959. XI. 26. USA	öt = 165		a második fokozat nem gyűjtött, visszaesett a Csendes Óceánba	

Módosulás várható a korábbi tervekhez képest az úrállomás megépítését illetően. Ennek ugyanis éppen abban a kritikus zónában kel-
lene keringenie, amelyben a Földet körülvevő
sugárgyűrűk közül a belsőnek az intenzitása a
legnagyobb. Ennek árnyékolása olyan súlyos
sugárvédelmi problémákat vet fel, hogy kérdé-
sessé válik: érdemes-e ilyen hatalmas súlyú
berendezést megépíteni, nem „olcsóbb” és köny-
nyebb-e, ha Földünk természetes kísérőjét, a

Holdat használjuk fel ugródeszkának a tervezett
úrállomás helyett?

Nem elképzelhetetlen, hogy a repülésben, a
centrifugákon és állatkísérletek révén szerzett
tapasztalatok alapján a közeljövőben sor kerül az
embernek rakétával nagy magasságba való jutta-
tására és épségben történő visszahozatalára.
A rakéták méretein túlmenően, — amely már a
következő feltétellel együtt biztosítva van —, a
főkérdés a rakéta stabilizálása volt.

* A táblázat összeállításánál felhasznált források:

1. Interavia, 1959. 9. sz.: Katalog der künstlichen Himmelskörper (1122—1127 o.).
2. A TASzSz-Iroda hivatalos jelentései.
3. Nyugati hírügynökségek hivatalos jelentései.

A mindennapi gyakorlat szempontjából is érdekes az a lehetőség, amely megvalósításának feltételei szintén adva vannak, hogy három mesterséges hold felbocsátásával létrehozzák a televíziós világadást. Az irányításban elérendő pontosság megvalósításának feltételei a holdrakéták tapasztalatai alapján adótnak tekinthetők.

Természetesen jóslásokba bocsátkozni lehetetlen. A fejlődésből, valamint a célokból azonban arra lehet következtetni, hogy az ismertett lehetőségek megvalósítása várható a legnagyobb valószínűséggel.

Sinka József

Természettudományi Közlöny
szerkesztősége

FEJÉR LIPÓT

A matematika tudománya a Bolyaiak működése óta bővelkedik olyan magyar művelőiben, akik e tudományág legkiválóbb képviselői között foglalnak helyet, de Fejér Lipót akadémikusban a magyar tudomány nemcsak a század egyik legkiválóbb matematikusát gyászolja, hanem azt a tanítómestert is, akinek munkássága a legnagyobb hatással volt az igen kiemelkedő eredményeket felmutató magyar matematikus társadalom kialakulására. Kevés olyan tudós akad a világon, aki annyi kiváló tanítványt nevelt volna mint ő, s ezt elsősorban azáltal tette, hogy értékes gondolatait bőkezűen osztogatta, ezekből a gondolatokból pedig új kérdésfeltevések, új vizsgálati módszerek, új kutatási irányok születtek.

Tiszteletlenség volna az adott keretek között Fejér Lipót matematikai munkásságának ismertetésére vállalkoznom. Avatott írók tollából a méltó ismertetés, hagyatékának felmérése után, életművének összeállítása nem fog elmaradni. Céлом csupán érzékeltetni a magyar matematikusok gyászát, azt, hogy ez a gyász nemcsak a nagy tudós távoztakor a társadalom egyszerű tagjai részéről kijáró tiszteletteljes, de némiképpen „hivatalos” gyász, hanem a szeretett ember elvesztésekor érzett emberi fájdalom is.

Illőnek tartom azonban ezen a helyen megemlékezni arról, hogy Fejér Lipót fiatal éveiben matematikai fizikával foglalkozott, 1905-ben Kolozsvárott az analízis és az analitikai mechanika magántanára volt. A korabeli mechanikai irodalom mélyreható ismeretéről tanuskodnak az anyagi pont ellenálló közegben való sztatikus, illetőleg pontrendszerek dinamikus stabilitásával foglalkozó dolgozatai, (Mathematikai és Természettudományi Értesítő, 24 (1906) 109—116 oldal, Mathematikai és Fizikai Lapok 15 (1906) 152—172 oldal), nemkülönben azok a dolgozatai, amelyekben Zemplén Győző ilyenirányú kísérleteitől indítva az akkoriban divatos Ostwald-féle energetikai elvet a mechanika szempontjából kritika tárgyává tette, illetőleg logikailag és matematikailag megvizsgálni, pontosabban megfogalmazni igyekezett. (Mathematische Annalen 61 (1906) 422—436 oldal.) A dolgozat korabeli érdekességére mutat, hogy Stäckel a már 1905-ben lezáruló

enciklopediabeli cikkében megemlíti. (Enz. der Math. Wissenschaften IV/1 kötet (1901—1908) 493 oldal.) (Magyarul: Math. és Term. Tud. Értesítő 23 (1905) 155—176 oldal.) Ezekből a munkáiból is látszanak gondolkodásának azok a vonásai, amelyek nagy matematikai eredményeinek elérésében segítettek: az ötletgazdagság és az a képesség, hogy a bonyolult probléma megoldásához megtalálja az igen egyszerű lépéseken át elvezető utat, továbbá a világos és teljesen szabatos kérdésfeltevésekre való törekvés. Az elméleti fizika szempontjából csak sajnálható, hogy nagy mechanikai tudását később, a fizika viharos fejlődése idején már nem kamatoztatta. Ezekről a munkákról azért tartottam szükségesnek megemlékezni, mert bár matematikai teljesítményeihez képest kisebb jelentőségűek, önmagukban mégis jelentősek, és életművéhez tartoznak, viszont valószínűleg ki fognak maradni olyan bővebb ismertetésekből, amelyek matematikai munkásságára vonatkoznak.

Matematikai eredményeinek is jó része szoros kapcsolatban áll az elméleti fizikusok matematikai fegyvertárával. Ilyen természetűek különböző kerületérték-feladatokra, a Fourier-sorokra, az interpolációra, a mechanikus kvadraturára vonatkozó eredményei, és az „Aszimptotikus értékek meghatározásáról” címen megjelent dolgozata is (Math. és Term. Tud. Értesítő 27 (1909) 1—33 oldal), amelyben a Laguerre-polinomok aszimptotikus viselkedésének vizsgálatához egy Riemann-tól származó, de általában Stokesnek és Kelvinnek nevéhez kapcsolt, Poincaré nyomán az égi mechanikában akkor már ismert, az irodalomban jelenleg „a stacionárius fázis módszere” néven emlegetett és általánosan használt aszimptotikus módszert segédteül használt fel és elsőnek alkalmazott meg teljes matematikai szigorúsággal. E munkájának eredményeként egyébként elsőnek adott meg aszimptotikus kifejezést a Laguerre-polinomokra. (Lásd G. Szegő: Orthogonal Polynomials, 1949. Theorem 8. 22. 1. és megjegyzések a 196—197 oldalon).

Tanítványait „kedves fiaim”-nak nevezte. Családja nem volt, siratja mégis számtalan „kedves fia”. B. A.

A termikus reaktorok fizikai elmélete II.

2. Végtelen homogén sokszorozó rendszer

A négyfaktor formula

Az előző cikkben foglalkoztunk azzal a kérdéssel, hogy mikor nevezünk egy sokszorozó rendszert kritikusnak. A kritikusságot a k sokszorozási tényező segítségével definiáltuk, mely azt adta meg, hogy hány-szorosára növekszik a rendszer neutronjainak száma egy neutron „generáció” élettartama alatt. Kritikusnak mondtuk a rendszert, ha $k = 1$ azaz ha egy kezdeti neutron-szint fennmarad benne annak ellenére, hogy a rendszerben nem működik külső neutronforrás.

Megjegyezzük, hogy az, hogy a fenti definíció értelmében a kritikus rendszerben az összneutronszám időben állandó, azt is maga után vonja, hogy a neutronok energiaspektruma változatlan marad. Ha ugyanis az energiaspektrum egyik generációról a másikra akár a kis, akár a nagy energiák irányában eltolódna, az a hatáskeresztmetszetek energiafüggése miatt a következő generációkban már az összneutronszám változásában jelentkezne. A kritikusság tehát nemcsak az összneutronszám állandó voltát, hanem az egyes energiacsoportokhoz tartozó neutronok számának változatlanságát is jelenti. Ezek szerint k -t nyugodtan definiálhatjuk nem az összneutronszámra, hanem valamilyen adott energiájú neutronok számára vonatkoztatva. Mivel a következőkben termikus reaktorokról lesz szó, célszerű k -t termikus neutronokra vonatkoztatni. k tehát a következőkben azt a számot fogja jelenteni, mely megadja, hogy hány-szorosára változik egy generáció élettartama alatt a rendszer termikus neutronjainak a száma. Mint már láttuk igaz az, hogy

$$k = k_{\infty} \cdot P \quad (2,1)$$

ahol k_{∞} a vizsgált rendszerrel azonos összetételű és elrendezésű végtelen rendszer sokszorozási tényezője és P a rendszerből való kiszökés elkerülésének valószínűsége.

k_{∞} meghatározása céljából tegyük fel, hogy a rendszerben N_0 termikus neutron van és kérdezzük, hogy hány termikus neutronunk lesz egy neutrongenerációval később. Mivel rendszerünk végtelen és így a kiszökés folyamatával nem kell számolni, tudjuk, hogy ez az N_0 neutron előbb-utóbb bizonyosan befogódik. Nem biztos azonban, hogy valamennyi az üzemanyagba fogódik be. Jelöljük f -el és nevezzük *termikus hasznosítási tényezőnek* annak valószínűségét, hogy ha egy termikus neutron abszorbeálódik, akkor az az üzemanyagban abszorbeálódjon. Ekkor $N_0 \cdot f$ a kezdeti neutronszám azon hányada, mely az üzemanyagba fogódik be.

Már az előző cikkben is η -val jelöltük az egy üzemanyagba befogott neutron eltűnése révén keletkező neutronok átlagos számát. (Ott említettük, hogy η energiafüggetlen. Természetesen most η -nak a termikus neutronok befogódására vonat-

kozó értékeivel kell számolnunk. Lásd az 1,1 táblázatot.) η ismeretében most már tudjuk, hogy az $N_0 \cdot f$ üzemanyagba befogódott termikus neutron révén közvetlenül $N_0 \cdot f \cdot \eta$ hasadási neutron keletkezik.

Célzatosan használtuk itt a „közvetlenül” kifejezést. Ugyanis, mivel a hasadási neutronok általában az U^{238} hasítási küszöbenergiája fölötti energiával keletkeznek, bizonyos valószínűséggel ezek is okozhatnak hasadást. Ha most ε -al jelöljük az egy gyors neutron által hasadás útján létrehozott újabb gyorsneutronok számát, akkor nyilvánvaló, hogy N_0 termikus neutronunk helyébe $N_0 \cdot f \cdot \eta \cdot \varepsilon$ gyors neutron keletkezik. ε az ún. *gyorshasítási faktor*.

Ahhoz, hogy megkapjuk az N_0 neutron helyébe keletkező újabb termikus neutronok számát, most már csak azt kell figyelembe vennünk, hogy a neutron lelassulása során a befogódás veszélye fenyegeti és ily módon nem biztos, hogy kezdetben gyors neutronjainak eléri a termikus tartományt. Annak valószínűségét, hogy egy neutron a befogódás veszélyét lelassulása során elkerüli, p -vel jelöljük és *rezonancia elkerülési valószínűségnek** hívjuk. Ha most az $N_0 \cdot f \cdot \eta \cdot \varepsilon$ mennyiséget még megszorozzuk p -vel, akkor nyilvánvaló, hogy éppen az N_0 termikus neutron helyébe lépő újabb termikus neutronok számát kapjuk meg. Tehát

$$k_{\infty} = f \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p \quad (2,2)$$

Ez az ún. *négyfaktor formula*. Az egyes faktorok kiszámításának módját egyelőre csak homogen esetre szorítkozva adjuk meg.

A termikus hasonlítási tényező definíciója alapján nyilvánvaló, hogy

$$f = \frac{\Sigma_{aü}}{\Sigma_{aü} + \Sigma_{aM} + \Sigma_{asz}} \quad (2,3)$$

Itt $\Sigma_{aü}$ az üzemanyag, Σ_{aM} a moderátor, Σ_{asz} pedig a szerkezeti anyagok makroszkópikus befogási hatáskeresztmetszete.

η -val kapcsolatban egyszerűen idézzük (1,3)-at. Eszerint

$$\eta = v \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aü}} \quad (2,4)$$

ahol v az egy hasadási aktusban keletkező neutronok átlagszáma, Σ_f pedig az üzemanyag hasadási keresztmetszete.

Homogén reaktorokban $\varepsilon = 1$ -el számolnak, azaz elhanyagolják a gyorshasítás jelenségét. Ennek jogosságát könnyen belátjuk ha egyrészt figyelembe vesszük, hogy az U^{238} teljes mikroszkópikus hatáskeresztmetszete gyors neutronokra 4,3 barn és ebből a hasadásra csak 0,29 barn jut, másrészt meggondoljuk, hogy az üzemanyag

* Ez az elnevezés abban leli magyarázatát, hogy a lassuló neutron számára a legnagyobb veszélyt az U^{238} befogási keresztmetszetének éles rezonancia csúcsai jelentik.

egyenletesen van elkeverve a moderátorral, ami amúgy is valószínűtlenné teszi a neutronok üzemanyag maggal való találkozását.

A p faktor definíciója értelmében nyilvánvaló, hogy

$$p = \frac{q}{Q} \quad (2,5)$$

ahol Q az egységnyi idő alatt a rendszerben keletkező és q az ugyanezen idő alatt termikussá váló neutronok átlagszáma. p meghatározása érdekében a következő feladattal kell foglalkoznunk: Adva van egy végtelen homogén rendszer, amelyben időegységenként Q gyors neutron keletkezik. (A következőkben mindig úgy vesszük, mintha minden gyors neutron azonos E_0 energián keletkezne.) Ezek a neutronok a lassító atommagjaival ütközve állandóan veszítenek energiájukból. Határozzuk meg azt a $q(E)$ függvényt, mely az egységnyi idő alatt E alá lassuló neutronok átlagszámát szolgáltatja. $q(E)$ ismeretében képezhajuk a $p(E) = \frac{q(E)}{Q}$ mennyiséget, és ebben E

helyébe a termikus energiát írva éppen a keresett rezonancia elkerülési valószínűséget kapjuk. Mielőtt a vázolt számításához hozzálátnánk, a lassítási folyamattal kell kissé részletesebben megismerkedni.

A neutronlassítás folyamata

Mint ismeretes, a reaktorban a neutronok átlagban 2 MeV-es hasadási energián keletkeznek. Termikus reaktorokban moderátor alkalmazásával gondoskodnak ezek lelassításáról. A reaktorfizikai számításoknál általában feltételezik, hogy a neutronok lelassulása a moderátor nyugvónak tekintett magjain való rugalmas szóródás következtében jön létre. Mivel a könnyű magok első gerjesztési nívója 1 MeV, a nehézmagoké pedig 0,1 MeV fölött van, a szóródások rugalmasságának feltételezése ezen energiaértékek alatt helytálló. A magok hőmozgását kb. 0,1 eV-ig lehet elhanyagolni. Látható, hogy a reaktorfizikai feltevések, a hasadási energiától a termikus energiáig terjedő tartomány legnagyobb részében használhatóak.*

Amikor a lelassuló neutron energiája összemérhetővé válik a hőmozgás energiájával, az atommagokat nem tekinthetjük többé nyugvónak. A magmozgás lényegessé válása következtében a neutron szóródáskor már nemcsak veszíthet, hanem nyerhet is energiát és ily módon átlagban energiaváltoztatás nélkül bolyong befogódásáig. Az ilyen neutronokat termikus neutronoknak hívjuk. Egy további szokásos feltevés abban áll, hogy a tömegközépponti rendszerben a szórás izotróp. A szóráselméletből ismeretes, hogy a szóbanforgó energiatarományban ez a feltevés helytálló.

* A reaktorfizikai számítások általában nem veszik azt sem tekintetbe, hogy pár elektronvoltnál a szóródások rugalmasságának feltételezése ismét elveszti jogosságát, mert a neutron a kémiai kötési energiák nagyságrendjébe kerül.

A lassítási folyamat tárgyalásánál alapvető jelentőségű az $\omega(E', E)$ valószínűségi sűrűség-függvény ismerete, amely annak valószínűségét adja meg, ha egy E' energiájú neutron szóródik, akkor ezen szóródás következtében energiája az E körüli egységnyi intervallumba kerül. Az ismertett feltevések alapján az energia és impulzus-tételt felhasználva, teljesen klasszikus számítással nyerhetjük, hogy

$$\omega(E', E) = \begin{cases} \frac{1}{1-a} \frac{1}{E'}, & \text{ha } aE' < E < E' \\ 0, & \text{máskülönben.} \end{cases} \quad (2,6)$$

Itt $a = \left(\frac{M-1}{M+1} \right)^2 \leq 1$. M a szóró mag tömegszáma.

(2,6)-ból látszik, hogy a neutron energiája egy szórásrskor legfeljebb a -szorosára csökkenhet. Mivel a az M -el monoton növekszik, nyilvánvaló, hogy a neutron energiája egy szóródáskor annál kevesebb szerseresé változhat, minél nehezebb magon történt a szóródás. Ha $M=1$, $a=0$ (hidrogén moderátor), akkor a neutron egy szóródás következtében is teljesen lelassulhat. Ennek fizikai oka nyilván az, hogy a hidrogénmag és a neutron azonos tömegűek. (2,6) megtiltja a szóródás következtében létrejövő energianövekedést, és így a termikus tartományban már nem használható.

Egy másik mennyiség, melyre szükségünk lesz, az átlagos logaritmikus energiaváltozás, melyet ξ -vel szokás jelölni.

$$\xi = \int_{aE'}^{E'} (\ln E' - \ln E) \omega(E', E) dE = 1 + \frac{a}{1-a} \ln a \quad (2,7)$$

Látjuk, hogy ξ független E' -től, azaz nem függ attól, hogy az energiaváltozást a lelassulás melyik fázisában szenved a neutron és így csak a moderátorra jellemző adat. Ha az egy szóródás következtében létrejövő átlagos energiaváltozás mértékét másképpen választottuk volna meg (pl. $E' - E$ átlagát tekintettük volna) a végeredmény E' -t is tartalmazná.

(2,7)-ből látszik, hogy ξ növekvő M -el csökken. Ez azonban nem jelenti azt, hogy minél könnyebb magokból áll egy anyag, annál jobb moderátor. Hogy ezt belássuk, rövid kitérés keretében hasonlítsuk össze a különböző lassító anyagokat.

Egy moderátortól mindenekelőtt azt kívánjuk, hogy minél hatásosabban lassítsa a neutronokat. Ez akkor következik be, ha egyrészt ξ elég nagy, másrészt, ha a lassuló neutron elég sűrűn szóródik a termikus energia fölött, azaz, ha a Σ_{sM} szórási hatáskeresztmetszet elég nagy. Az is fontos, hogy a moderátor lehetőleg kevésbé abszorbeálja a termikus neutronokat, azaz Σ_{aM} a termikus energián kicsi legyen. Ha ugyanis a moderátor erősen abszorbeál a termikus energián, akkor „eleszi” a neutronokat az üzemanyag elől, ami a láncreakció szempontjából kedvezőtlen. Így végeredményben a

$$\gamma = \xi \frac{\Sigma_{sM}}{\Sigma_{aM}} \quad (2,8)$$

menyiséget választhatjuk a moderátor jellemzésére. A következő táblázat ξ és γ értékeit tünteti fel a szokásos moderátor típusokra.

Moderátor	ξ	γ
Természetes víz ..	0,927	70
Nehésvíz	0,510	21 000
Berillium	0,209	150
Grafit	0,158	170

2,1 táblázat

Látható, hogy a nehésvíz messze kiugrik nagy lassítási hatásfokával.

Meg kell jegyeznünk, hogy azt, hogy valamely anyag alkalmas-e moderátornak vagy nem, nem csupán γ értéke dönti el. Ennek megítélésénél igen nagy szerepet játszanak különböző technológiai, hőtechnikai és kémiai szempontok is.

A rezonancia elkerülés valószínűsége

A $q(E)$ függvény meghatározásánál fel fogjuk használni a neutronszám $n(E)$ sűrűségfüggvényét. $n(E) dE$ az $(E, E + dE)$ energiaintervallumba eső energiájú neutronok számát adja meg. A számítás során szükségünk lesz annak $W(E', E)$ valószínűségére is, hogy ha egy E' energiájú neutron szóródik, akkor ezen szóródás következtében energiája E -nél kisebbé váljon

$$W(E', E) = \int_0^E \omega(E', E'') dE'' \quad (2,9)$$

Létesítsünk mindenképp egy összefüggést a keresett $q(E)$ és az $n(E)$ függvény közt. Ha $v(E')$ jelöli az E' energiájú neutronok sebességét és $\Sigma_s(E') = \frac{1}{\lambda_s(E')}$ * az ugyanezen energiához tartozó szórási hatáskeresztmetszet, akkor nyilvánvaló, hogy $\Sigma_s(E') v(E') n(E') dE'$ jelenti az $(E', E' + dE')$ energiaintervallumban egységnyi idő alatt szóródást szenvedő neutronok számát. Ha ez így van, akkor $\Sigma_s(E') v(E') n(E') W(E', E) dE'$ ezen neutronok azon hányadát adja, melyek a szóródás következtében E -nél kisebb energiát nyertek, azaz ez a kifejezés az $(E', E' + dE')$ intervallum járuléka $q(E)$ -hez. $q(E)$ -t megkapjuk, ha az összes tekintetbejövő elemi intervallumokra összegezzük. Tehát

$$q(E) = \int_E^{E/a} \Sigma_s(E') v(E') n(E') W(E', E) dE' \quad (2,10)$$

Ezután egy olyan összefüggést kell keresnünk, melyből $n(E)$ -t meghatározhatjuk. Ennek levezetése érdekében feltesszük, hogy a viszonyok stacionáriusak, azaz az energiaspektrum időben nem változik.

* $\lambda_s(E')$ az E' energiájú neutronokra vonatkozó szórási szabadúthossz.

Tekintsük az $(E, E + dE)$ energiaintervallumot. A $[\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)] v(E) n(E) dE$ kifejezés az intervallumban egységnyi idő alatt bekövetkező szóródások és befogódások számát szolgáltatja, azaz az intervallum egységnyi időre eső neutronvesztését jelenti. Mármost a szóbanforgó intervallum két módon nyerhet neutronokat: 1. a rendszerbe forrás van helyezve, mely többek közt E energiájú neutronokat is emittál, 2. a neutronok magasabb energiaértékekről szóródások révén kerülnek a vizsgált intervallumba. A forrásneutronokat az $S(E)$ forrásfüggvénnyel jellemezzük, mely a forrás által egységnyi idő alatt emittált E körüli egységnyi intervallumba eső energiájú neutronok számát adja meg.

$(\int_0^{\infty} S(E) dE = Q)$ A második lehetőség tekintetében céljából gondoljuk meg, hogy mivel az $(E', E' + dE')$ energiaintervallum egységnyi idő alatt $\Sigma_s(E') v(E') n(E') \omega(E', E) dE' dE$ neutron „küld” az E infinitezimális környezetébe, a vizsgált intervallumnak a lelassulási folyamat következtében létrejövő neutron nyeresége egységnyi idő alatt $\int_E^{E/a} \Sigma_s(E') v(E') n(E') \omega(E', E) dE' dE$.

A viszonyok feltételezett stacionárius voltából következik, hogy az egységnyi időre eső neutronnyereség és veszteség egyenlő, azaz

$$[\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)] v(E) n(E) = \int_E^{E/a} \Sigma_s(E') v(E') n(E') \omega(E', E) dE' + S(E) \quad (2,11)$$

(2,11) a keresett $n(E)$ sűrűsége vonatkozó integrálegyenlet. Ha (2,11)-et speciálisan monoenergiás forrásra írjuk fel, akkor $S(E) = Q\delta(E - E_0)$ -t kell használni. $S(E)$ -t így írva (2,11)-et könnyen megoldhatjuk tiszta hidrogén moderátor esetén. (Ekkor ugyanis $\alpha = 0$, és így az integrál felső határában nem szerepel a változó.) Az eredményt (2,10)-be téve $q(E)$ -t majd ezt Q -val osztva $p(E)$ -t nyerjük. Az eredmény:

$$p(E) = \exp \left\{ - \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E')}{\Sigma_a(E') + \Sigma_s(E')} \frac{dE'}{E'} \right\} \quad (2,12)$$

(2,12)-ben E helyébe a termikus, E_0 helyébe pedig a hasadási energiát írva, éppen a négyfaktor formulában szereplő p valószínűséget kapjuk.

(2,12) eredményünk csak tiszta hidrogén moderátor esetén érvényes szigorúan. Be lehet azonban látni, hogy más esetekben is jó közelítést kapunk, ha a (2,12)-ben szereplő exponenciális kitevőjét, $1/\xi$ -vel megszorozzuk.

Megjegyezzük, hogy a (2,12)-ben szereplő adatok az üzemanyag-moderátor keverék együttes adatai. Azonban, mivel az üzemanyag magok igen nehezek, szerepüket a lassításban nem szokás tekintetbe venni. Fordított a helyzet a befogási hatáskeresztmetszetről, ugyanis a lassítás tartományában, a moderátor magok abszorpcióját szokás elhanyagolni.

Eredményünket számolásra alkalmas alakra hozhatjuk, ha Σ_a helyébe $N_a \cdot \sigma_a$ -t írunk, ahol N_a a keverék 1 cm³-ben levő abszorbeáló magok száma* és σ_a a megfelelő mikroszkopikus befogási hatáskeresztmetszet, majd kihasználjuk, hogy a rezonanciartományban Σ_s kevéssé függ az energiától. Így azt nyerjük, hogy

$$p = \exp \left\{ - \frac{N_a}{\xi \Sigma_s} I_R \right\} \quad (2,13)$$

ahol

$$I_R = \int_{E_{\text{termikus}}}^{E_{\text{hasadási}}} \frac{\sigma_a}{1 + \frac{N_a}{\Sigma_s} \sigma_a} \frac{dE'}{E'} \quad (2,14)$$

I_R az ún. rezonancia integrál, mely adott üzemyagra $\frac{\Sigma_s}{N_a}$ különböző értékeire tabellázva van.

Az eddig elmondottak alapján, homogén rendszer esetén, a négyfaktor formula minden faktort számolni tudjuk. Következő feladatunk véges rendszerek kritikussági feltételeinek vizsgálata.

Eddigi tárgyalásunkban a vizsgált rendszer végtelen volta miatt sehol nem kellett a neutron-sűrűség térfüggésével számolni. Véges rendszer esetén ezt már nem tudjuk kikerülni. Ezért először a neutronok térbeli eloszlásának kérdésével kell foglalkoznunk.

Mielőtt továbbhaladnánk, hasznosítsuk eddigi ismereteinket egy numerikus példán. Tekintsünk egy végtelen kiterjedésű homogén, természetes urán-grafit rendszert. Tegyük fel pl. hogy a keverékben 200 mol grafitra 1 mol urán jut. Mekkora a sokszorozási tényező?

$$k_{\infty} = \eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f., \quad \eta = 1,34, \quad \epsilon = 1.$$

Mivel az urán sűrűsége 18,9 gcm⁻³, a grafité pedig 1,6 gcm⁻³ kiszámolható, hogy az 1 cm³-be található uránmagok száma $N_u = 3,98 \cdot 10^{20}$, míg a grafitmagoké $N_g = 7,97 \cdot 10^{22}$. Mivel a természetes urán mikroszkopikus befogási keresztmetszete termikus energián 7,42 barn, $\Sigma_{au} = (3,98 \cdot 10^{20}) \cdot (7,42 \cdot 10^{-24}) \text{ cm}^{-1} = 2,95 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. A termikus befogási keresztmetszet grafitra 4,5 mbarn és így $\Sigma_{ag} = (7,97 \cdot 10^{22}) \cdot (4,5 \cdot 10^{-27}) = 3,58 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Ezekkel az adatokkal f-re (2,3) alapján 0,894 adódik.

p meghatározásához a Σ_s/N_a viszonyt kell megállapítani. Mivel itt N_a az 1 cm³-ben levő U²³⁸ magok számát jelenti, N_u -ból a természetes urán összetételét figyelembe véve azt nyerjük, hogy $N_a = 3,95 \cdot 10^{20}$. Mivel a grafit szórási hatáskeresztmetszete a termikus energia fölött 4,8 barn $\Sigma_s = (7,97 \cdot 10^{22}) \cdot (4,5 \cdot 10^{-24}) \text{ cm}^{-1} = 0,382 \text{ cm}^{-1}$ adódik. Ezzel $\frac{\Sigma_s}{N_a} = 967$ barn. Az ehhez

tartozó I_R érték, mint az a táblázatból megállapítható 68 barn. Mivel a 2,1 táblázat szerint $\xi = 0,158$ (2,13) alapján

$$p = \exp \left\{ - \frac{(3,95 \cdot 10^{20}) \cdot (68 \cdot 10^{-24})}{(0,158) \cdot (0,382)} \right\} = 0,641$$

Így $k_{\infty} = (1,34) \cdot (0,641) \cdot (0,894) = 0,767$.

Más mólsúly arányokra ugyanígy számolhatunk. Eredményül az adódik, hogy a tárgyalt összetételre k_{∞}

* N_a helyébe azon atommagok számát kell írni, melyek befogási képessége a lassuló neutron számára a legnagyobb veszélyt jelenti. Ez általában az U²³⁸, melynek befogási keresztmetszete a rezonanciahelyeken ezres nagyságrendben van.

mindig kisebb, mint egy, tehát a természetes urán-grafit rendszer homogén elrendezésben sohasem lehet kritikus.

Mint a 2,1 táblázatból látható, a nehézvíz sokkal jobb moderátor, mint a grafit. Várható, hogy nehézvizet alkalmazva k_{∞} egynél nagyobbá tehető homogén elrendezésben is. Ezt a várakozást a teljesen az előzőek mintájára végrehajtott számítások igazolják.

3. A neutronok térbeli eloszlása

Az egy-csoport módszer

A neutronok térbeli eloszlása térbeli bolyongásuk folyamán és következtében alakul ki. Ez a bolyongás tipikus valószínűségi folyamat, és így a neutroneloszlást a probléma pontos valószínűség-számítási elemzése alapján lehetne meghatározni (transzport elmélet). A következőkben nem ezen az úton fogunk járni, hanem közelítő egyenletek felírására szorítkozunk.

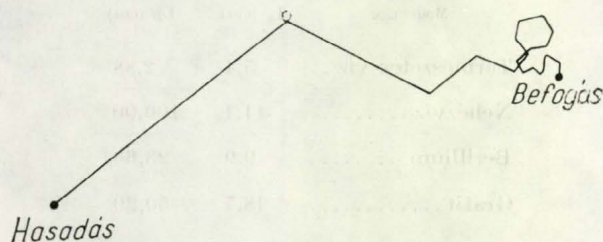
A problémakör ismeretlene a neutronok térbeli eloszlásának $n(t, \vec{r}, E)$ sűrűségfüggvénye, amely az E érték körüli egységnyi intervallumba eső energiájú neutronok t pillanatbeli térbeli sűrűségeloszlását adja meg. Mivel termikus reaktorokkal foglalkozunk, elsősorban az $n(t, \vec{r}, E_{\text{term}}) = n(t, \vec{r})$ függvény érdekel bennünket. Ennek meghatározása érdekében emlékeztetünk arra, hogy a neutron térbeli bolyongásának két fázisa van. Az első fázisban a térbeli bolyongás energia csökkenéssel párosul. A második fázisban, az ún. termikus diffúzió fázisában, a bolyongás már átlagban energiaváltoztatás nélkül történik. A 3,1 táblázat azokat az átlagos időket tartalmazza, melyeket a szokásos moderátor típusok esetén az egyes fázisok igénybe vesznek.

Moderátor	Lassítási idő (sec.)	Term. diffúzió idő (sec.)
Természetes víz ..	10 ⁻⁵	2,1 · 10 ⁻⁴
Nehézvíz	4,6 · 10 ⁻⁵	1,5 · 10 ⁻¹
Berillium	6,7 · 10 ⁻⁵	4,3 · 10 ⁻³
Grafit	1,5 · 10 ⁻⁴	1,2 · 10 ⁻²

3,1 táblázat

Látható, hogy a neutron „életének” sokkalta nagyobb részét tölti termikus neutronként, mint lelassuló neutronként. Várható tehát, hogy bár a termikus neutronok eloszlását, mind a lelassulással összekötött, mind pedig az energia változtatás nélkül történő bolyongás befolyásolja, nagyobb szerepe mégis az utóbbinak lesz. Egy plauzibilis közelítési lehetőség tehát az, hogy a termikus neutronsűrűség számításánál a lassítási folyamattól teljesen eltekintünk és úgy vesszük, mintha minden neutron termikus energián keletkezett volna. Ez az ún. *egycsoport módszer*. Elnevezése onnan ered, hogy alkalmazásakor minden neutronot egy és ugyanazon energiacsoportba gondolunk összegyűjtve. Az egycsoport módszerrel szemben az ún. többcsoport módszerek a lelassulási folyamat figyelembevételét is lehetővé teszik.

Az egy-csoport közelítést indokoló fenti érveléssel szemben két szempontból lehet kifogást emelni. Az egyik szempont a következő: Igaz ugyan, hogy a neutron moderátorbeli életének legnagyobb részét a termikus tartományban tölti, de életének első szakaszában nagyobb szórási szabadúthosszal rendelkezik, mint a másodikban. Hidrogénben pl. a szórási szabadúthossz 2 MeV-től a termikus tartományig kb. 7-szeresére csökken. Ezért a neutron bolyongása hidrogénes közegben a következőképpen szemléltethető:



3,1 ábra.

Látjuk, hogy a térbeli eloszlás kialakításában döntő szerepe az első ütközéseknek van. Ez azt mutatja, hogy az egy-csoport módszer hidrogéntartalmú rendszerekben igen rossz közelítés. Nehésvízben vagy grafitban, ahol a gyors és termikus neutronok szórási szabadúthossza jóval kevésbé különbözik, a helyzet már sokkal jobb. (Nehésvízben pl. λ_s változása alig 30 százalékos).

A másik lehetséges kifogás az, hogy a 3,1 táblázat adatait tiszta moderátorokra és nem üzemanyag-moderátor rendszerekre vonatkoznak, márpedig az üzemanyag nagy befogási hatáskeresztmetszete miatt utóbbiakban a diffúziós idő lényegesen kisebb lehet. Ez a kifogás jogos és azt mutatja, hogy az egy-csoport módszer használata csak abban az esetben megengedhető, amikor az üzemanyag jelenléte nem szünteti meg a lelassulási és diffúziós idő közti nagyságrendi különbséget. Ily módon az egy-csoport módszer elsősorban természetes uránnal működő rendszereknél jelent jó közelítést.

Térjünk rá ezután az $n(t, \vec{r})$ sűrűséget egy-csoport közelítésben meghatározó egyenlet származtatására.

A diffúzió egyenlet

Írjuk fel az $n(t, \vec{r})$ sűrűségekre vonatkozó kontinuitási egyenletet. Eszerint

$$\frac{\partial}{\partial t} n(t, \vec{r}) + \operatorname{div} \vec{j}(t, \vec{r}) = F(t, \vec{r}) \quad (3,1)$$

Itt $\vec{j}(t, \vec{r})$ a neutronok t pillanatbeli áramsűrűsége az \vec{r} helyen. $F(t, \vec{r})$ -el a forrás és nyelősűrűség különbségét jelöljük. Mivel a nyelő jelenleg a közeg abszorpciója, ha Σ_a -val jelöljük a közeg befogási hatáskeresztmetszetét, akkor $\Sigma_a v n(t, \vec{r})$ jelenti a nyelősűrűséget a t pillanatban az \vec{r} helyen. Ha most $S(t, \vec{r})$ -el jelöljük a források sűrűségét $S(t, \vec{r})$ tehát a t körüli egységnyi idő alatt az \vec{r} pont körüli egységnyi térfogatban keletkező neutronok átlagos számát adja meg, akkor

$$F(t, \vec{r}) = - \Sigma_a v n(t, \vec{r}) + S(t, \vec{r}) \quad (3,2)$$

Hogy $n(t, \vec{r})$ -et meghatározhassuk, valamilyen összefüggést kell megadnunk n és \vec{j} közt. Ezt az

összefüggést a jól ismert Fick-törvény szolgáltatja, mely szerint

$$\vec{j}(t, \vec{r}) = - D \cdot v \cdot \operatorname{grad} n(t, \vec{r}) \quad (3,3)$$

A Fick-törvény, mint látjuk, a diffúziós folyamatnak a fennálló koncentráció különbségek kisimítására irányuló törekvését fejezi ki. Mint ismeretes, ennek a törekvésnek statisztikus okai vannak. (A „kisimított” állapot termodinamikai valószínűsége nagyobb.) Érthető tehát, hogy ha a diffúziós folyamatot, az áramsűrűség irányát, kauzális tényezők is befolyásolják pl. irányított forrás eloszlás stb., akkor a Fick-törvény nem érvényes. A Fick-törvény érvényessé csak elegendően sok ütközés után válik, mikor a neutron már „elfelejtette” eredeti irányítottságát, és csak statisztikus törvényeknek engedelmeskedik.

A transzport elméletből a diffúzió állandóra

$$D = \frac{1}{3} \frac{\lambda_s}{1 - 2} \quad (3,4)$$

adódik. Itt λ_s a neutronok szabadúthossza, M pedig a szóró magok tömegszáma.

Bevezetve, a $\Phi(t, \vec{r}) = v \cdot n(t, \vec{r})$ jelölést (Φ neve: a termikus neutronfluxus) és (3,2) (3,3)-at (3,1)-be téve, a jól ismert diffúzió egyenletet nyerjük

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \Delta \Phi - \Sigma_a \Phi + S(t, \vec{r}) \quad (3,5)$$

(3,5) egymagában nem elegendő a fluxus egyértelmű meghatározásához. Ehhez még további, fizikailag plauzibilis feltételek kirovására is szükség van. A neutronfluxustól a (3,5) egyenlet kielégítésén kívül megköveteljük még, hogy 1. sehol ne legyen negatív, 2. legyen véges* 3. két különböző moderátor közeg határfelületén sem a fluxus, sem a belőle (3,3) szerint képzett áramsűrűség normális komponense ne szenvedjen ugrást, 4. a rendszer ún. extrapolált határfelületén tűnjön el.

Ezen feltételek közül csak az utolsó szorul részletesebb magyarázatra. Kirovására azért van szükség, mert a két moderátor határfelületén érvényes 3. feltételek nem alkalmazhatóak moderátor és vákuum határfelületére. Ezt könnyen belátjuk, ha figyelembe vesszük, hogy 3.-ban a Fick-törvénnyel képzett áramsűrűség szerepel, márpedig ez a törvény, mint (3,3)-ból látható vákuumban értelmetlenné válik. (Ugyanis D kifejezésében $\lambda_s = \infty$ -t kellene helyettesíteni.) A moderátor és vákuum határfelületén kitűzendő feltétel csak a transzport-elmélet alapján adható meg. Innen az

* Végtelen fluxus mégis megengedhető pl. olyan esetben, mikor egy kicsiny, de véges méretű neutronforrást a matematikai kezelhetőség kedvéért pontforrásnak tekintünk. Ilyenkor a fluxus a forráspontban végtelenné válhat.

adódik, hogy a diffúzióelméleti eredmények akkor közelítik meg legjobban az exakt görbéket, ha azt követeljük, hogy a neutronfluxus a rendszeren kívül a határfelülettől

$$d = 2,13 D \quad (3,6)$$

távolságban az ún. extrapolált határon tűnjön el.

Ez a határfeltétel ahhoz vezet, hogy a rendszer belsejéből a rendszer határfelülete felé közeledve a fluxus erősen csökken. Ez a határfelület neutronnyelő szerepét figyelembevéve a szemlélet alapján is várható.

A migrációs, diffúziós és lelassulási hossz.

Gondoljuk most el, hogy ha egy végtelen rendszer valamely pontjában egy gyors neutron keletkezik, ez a közeg magjain való szóródás következtében termikussá lassul, majd a termikus diffúzió folyamán valahol befogódik. Nyilvánvaló, hogy a keletkezés és a befogódás helyét összekötő távolságot nem tudjuk pontosan megadni. Ez egy véletlen mennyiség, melynek nagyságát statisztikus törvények befolyásolják. Meghatározhatjuk azonban ezen távolság, illetve (és ez a szokásos) ezen távolság négyzetének átlagát. Ez a mennyiség melyet $\langle r^2 \rangle$ -al jelölünk, adott kezdeti energiát feltételezve, nyilván csak a szóbanforgó végtelen közeg összetételétől és elrendezésétől függ, és ily módon a rendszer jellemzője. Általában nem közvetlenül $\langle r^2 \rangle$ -ot hanem helyette a belőle képezhető

$$L_M = + \sqrt{\frac{\langle r^2 \rangle}{6}} \quad (3,7)$$

mennyiséget, az ún. *migrációs* vagy *bolyongási* *hosszt* szokás használni. L_M a rendszer igen fontos adata. Csak L_M ismeretében tudjuk pl. megmondani, hogy egy rendszer méretei a reaktorfizika, azaz a rendszerben bolyongó neutronok szempontjából nagyok-e vagy kicsinyek. Gondoljunk pl. egy R sugarú gömbre, melynek középpontjában valamilyen neutronforrás működik. Nyilvánvaló, hogy azt, hogy a rendszerben bolyongó neutronok „érezik-e” hogy a rendszer véges, azaz azt, hogy a neutron eloszlás mennyiben fog eltérni a végtelen sugarú gömbben érvényes eloszlástól az L_M/R viszony határozta meg.

Eddig egy kezdetben gyors neutron bolyongásáról volt szó. Tegyük most fel, hogy a neutron termikus energián keletkezik. Megkülönböztetésül az előző esettől, a keletkezés és befogódás helyét összekötő távolság négyzetének átlagát ekkor $\langle r_D^2 \rangle$ -al jelöljük. Míg $\langle r^2 \rangle$ a rendszer lassítási és diffúziós tulajdonságait egyaránt jellemezte $\langle r_D^2 \rangle$ -ot csak a rendszer diffúziós tulajdonságai határozzák meg. $\langle r_D^2 \rangle$ helyett általában a (3,7)-el analóg

$$L_D = + \sqrt{\frac{\langle r_D^2 \rangle}{6}} \quad (3,8)$$

mennyiséget, az ún. *diffúziós* *hosszt* vezetik be.

Meg lehet mutatni, hogy a $+ \sqrt{L_M^2 - L_D^2} = L_s$ mennyiség szemben a diffúziós hosszal csak a közeg lassítási tulajdonságait jellemzi. Ezért *lassítási hossz*nak hívjuk. (Az S index az angol Slowing-down szóra utal)

Megadjuk L_D , és L_s számszerű értékét a legfontosabb moderátor típusokra. (Ezek az értékek nem számítási, hanem mérési eredmények.)

Moderátor	L_s (cm)	L_D (cm)
Természetes víz ..	5,4	2,88
Nehésvíz	11,1	100,00
Berillium	9,9	23,60
Grafit	18,7	50,20

Pontforrás végtelen térben

Nézzük meg, hogy milyen eredményre vezet a diffúzióegyenlet abban az egyszerű esetben, mikor a közeg végtelen és a neutronokat egy pontszerű neutronforrás szolgáltatja. Tegyük fel, hogy a forrás stacionárius üzemben működik és ily módon a rendszerben stacionárius rezsim uralkodik. Ekkor (3,5)-ben elhagyhatjuk az időszerinti deriválást és a $\Phi(r)$ stacionárius fluxus-vonatkozó, időtől független egyenlettel dolgozhatunk. Tegyük még fel azt is, hogy a forrás Q neutronot szolgáltat másodpercenként.

A probléma gömbszimmetrikus. Koordináta rendszerünk középpontját a pontforrás helyén választva azt nyerjük, hogy a fluxus csak a forrástól mért r távolságtól függ és a következő egyenletet elégíti ki:

$$D \frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{2D}{r} \frac{d\Phi}{dr} - \Sigma_a \Phi + \frac{Q \delta(r)}{4\pi r^2} = 0 \quad (3,9)$$

Ezt megoldva a fluxusra

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D} \frac{1}{r} e^{-r \sqrt{\frac{\Sigma_a}{D}}} \quad (3,10)$$

adódik.

Eredményünket felhasználhatjuk a diffúziós hosszak a rendszer más jellemzőivel való kifejezésére. Ebből a célból gondoljuk meg, hogy

$$\langle r_D^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty r^2 \psi(r) dr}{\int_0^\infty \psi(r) dr} \quad (13,11)$$

ahol $\psi(r) dr$ egy, termikus pontforrás körüli r és $r + dr$ sugarú gömböt felületei által határolt, térrészben egységnyi idő alatt befogódó neutronok átlagszáma.

$$\psi(r) dr = \Sigma_a \cdot v \Phi(r) 4\pi r^2 dr \quad (3,12)$$

A $\Psi(r)$ függvényt (3,10) és (3,12) alapján meghatározhatjuk. Az eredményt (3,11)-be téve $\langle r_D^2 \rangle$ -et kapjuk és ennek felhasználásával az adódik, hogy

$$L_D = + \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (3,13)$$

(3,13)-at (3,10)-el összevetve látjuk, hogy a diffúziós hossz egy relaxációs hossz-szerű mennyiség a termikus neutronfluxusra nézve.

Horváth Péter—Kosály György
Központi Fizikai Kutató Intézet

(Folytatása következik)

Erők összetételének paralelogrammaszabályáról

Bernoulli Dániel és Poisson az erőparalelogramma szabályt több, természetesnek tűnő feltevésre vezették vissza¹. A következőkben Bernoulli és Poisson e levezetését olyan (a függvény-egyenletek felírását mellőző) alakban tárgyaljuk, amely talán e problémának gimnáziumi szakkörökben való megbeszélését is lehetővé teszi.

A szereplő erőkről feltesszük, hogy mindig ugyanazon O pontban támadnak, valamint, hogy bármely erő egy vektorral jellemezhető. Az erőket (vektorokat) \vec{a} , \vec{b} , ...-vel, ezek nagyságát (abszolút értékét) rendre a , b , ...-vel jelöljük. Két vektor szögén az általuk alkotott 180° -nál nem nagyobb szöget értjük. Ha p egy pozitív szám, akkor $\vec{b} = p\vec{a}$ egy olyan \vec{a} -val egyirányú erőt jelent, melyre $b = pa$. Az egyöntetűség végett célszerű bevezetni a 0 -vektort (jele: 0). Ennek nagysága 0 . A 0 -vektort minden más vektorral párhuzamosnak mondjuk.

A tapasztalat szerint, ha az $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \dots, \vec{a}_n$ ($n \geq 1$) erők nem tartanak egyensúlyt, akkor hatásuk mindig helyettesíthető egyetlen — az $\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n$ erők által egyértelműen meghatározott — \vec{c} erő hatásával. \vec{c} -t az $\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n$ erők *eredőjének* nevezzük ($\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n$ az összetevők), és azt, hogy \vec{c} az eredő a $\vec{c} = \vec{a}_1 + \dots + \vec{a}_n$ egyenlettel fejezzük ki (a tagok sorrendje mellékes). Ha az $\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n$ erők egyensúlyt tartanak, akkor jelenlétük más erők hatását nem befolyásolja, s ekkor azt mondjuk, hogy eredőjük a 0 -vektor, röviden: $\vec{a}_1 + \dots + \vec{a}_n = 0$.

Az eredő következő — természetesnek tűnő — tulajdonságai összhangban vannak a tapasztalattal:

1. Ha \vec{a} és \vec{b} ellentétes irányúak és $a = b$, akkor $\vec{a} + \vec{b} = 0$. Ha \vec{a} és \vec{b} ellentétes irányúak és $a > b$, akkor $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$ iránya \vec{a} irányával egyezik és $c = a - b$. Ha \vec{a} és \vec{b} egyirányúak, akkor $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$ iránya megegyezik \vec{a} és \vec{b} irányával és $c = a + b$. $\vec{a} + 0 = \vec{a}$.

2. Ha \vec{a} és \vec{b} nem párhuzamosak, akkor $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$ benne van az \vec{a} és \vec{b} alkotta síkban, pontosabban az \vec{a} és \vec{b} alkotta szög szögterében, és c , valamint \vec{c} -nek \vec{a} és \vec{b} -vel alkotott szögei nem függenek mástól, mint a és b -től, valamint \vec{a} és \vec{b} szögétől. (Nem függenek tehát \vec{a} és \vec{b} -nek a térben elfoglalt helyzetétől.)

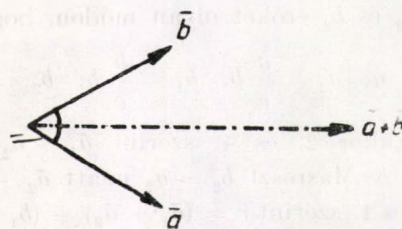
3. Ha kettőnél több erőt tetszőlegesen két csoportba osztunk és létrehozuk az ugyanazon csoporthoz tartozó erők eredőit, akkor e két erő eredője megegyezik valamennyi erő eredőjével.

¹ Lásd pl.: É. Picard: Leçons sur quelques équations fonctionnelles avec des applications à divers problèmes d'analyse et de physique mathématique (1928).

4. Ha az erők irányát változtatlanul tartva mindegyiknek nagyságát ugyanolyan arányban változtatjuk meg, akkor az eredő iránya is változatlan marad és nagysága ugyanolyan arányban változik mint az összetevőké (röviden: $p\vec{a} + p\vec{b} = p(\vec{a} + \vec{b})$).

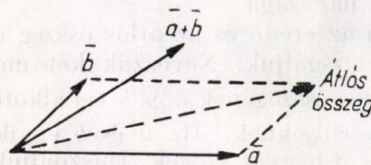
5. Ha az $\vec{a}_1, \dots, \vec{a}_n$ erők nagysága és iránya megváltozik, akkor általában eredőjük nagysága is, iránya is megváltozik. Az eredő változása tetszőleges kicsivé tehető azáltal, hogy az összetevők változásait elegendő kicsivé tesszük.

2.-ből közvetlenül következik, hogy két egyenlő nagyságú erő eredője az erők alkotta szög szögfelező félegyenesében fekszik (szimmetria-tulajdonság).



1. ábra

Nevezzük két vagy több vektornak a paralelogramma-szabállyal (vagy ami ugyanazt eredményezi: a vektorpoligon-módszerrel) szerkesztett



2. ábra

„eredő”-jét átmenetileg *átlós összegnek*. Célunk igazolni, hogy az 1—5. tulajdonságok fennállásából következik, hogy minden esetben

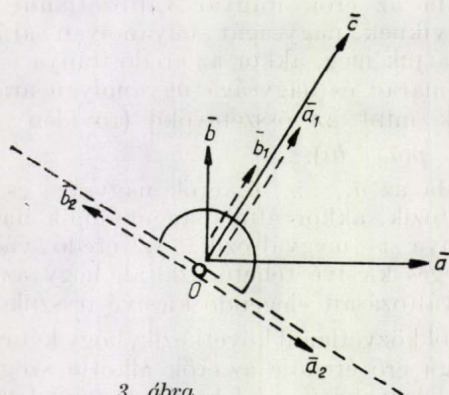
(*) az eredő megegyezik az átlós összeggel.

Megjegyezzük, hogy az átlós összegről tudjuk, hogy rendelkezik az 1—5. tulajdonságokkal (azaz, ha e megállapításokban „eredő” helyére „átlós összeget” teszünk, helyes állításokhoz jutunk).

A (*) állítás nyilvánvalóan igaz, ha a két összetevő párhuzamos. Először merőleges erőkre igazoljuk (*) érvényét, és pedig először azt mutatjuk meg, hogy merőleges erők esetén az eredő nagysága egyenlő az átlós összeg nagyságával.

Legyenek \vec{a} és \vec{b} egymásra merőlegesek (feltehető, hogy egyik sem 0) és legyen $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$.

2. és 4. alapján \vec{a} és \vec{b} mindegyikét egy \vec{c} -vel párhuzamos és egy \vec{c} -re merőleges erő eredőjeként állítjuk elő. E célból vegyük fel a \vec{c} -vel egyirányú



3. ábra

\vec{a}_1 és \vec{b}_1 , és a \vec{c} -re merőleges (és az ábrán feltüntetett irányú) \vec{a}_2 és \vec{b}_2 erőket olyan módon, hogy

$$a_1 = \frac{a}{c} a, \quad a_2 = \frac{a}{c} b, \quad b_1 = \frac{b}{c} b, \quad b_2 = \frac{b}{c} a$$

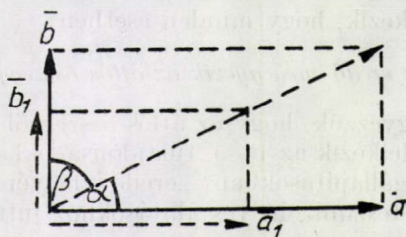
legyen. Ekkor 2. és 4. szerint $\vec{a}_1 + \vec{a}_2 = \vec{a}$ és $\vec{b}_1 + \vec{b}_2 = \vec{b}$. Másrészt $b_2 = a_2$ miatt $\vec{a}_2 + \vec{b}_2 = 0$. Ekkor 3. és 1. szerint $\vec{c} = (\vec{a}_1 + \vec{a}_2) + (\vec{b}_1 + \vec{b}_2) = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{b}_1 + \vec{b}_2 = (\vec{a}_1 + \vec{b}_1) + (\vec{a}_2 + \vec{b}_2) = \vec{a}_1 + \vec{b}_1$.

Ebből 1. alapján

$$c = a_1 + b_1 = \frac{a^2}{c} + \frac{b^2}{c}, \quad \text{és ebből } c = \sqrt{a^2 + b^2}$$

következik. $\sqrt{a^2 + b^2}$ azonban éppen \vec{a} és \vec{b} átlós összegének nagysága.

Ezután az eredő és az átlós összeg irányának egyezését vizsgáljuk. Nevezzük két merőleges \vec{a} és \vec{b} erő átlós összegének \vec{a} és \vec{b} -vel alkotott α és β szögét *átlós szögeknek*. Ha \vec{a} és \vec{b} egyike sem 0, akkor α és β hegyes szögek. Használjuk az átlós szög fogalmát azonban akkor is, amidőn valamelyik erő, pl. $\vec{b} = 0$, és legyen ekkor $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 90^\circ$. Ha a merőleges \vec{a}_1 és \vec{b}_1 erők átlós szögei rendre megegyeznek \vec{a} és \vec{b} átlós szögeivel, akkor



4. ábra

az \vec{a}_1 és \vec{b}_1 feszítette téglalap hasonló az \vec{a} és \vec{b} feszítette téglalaphoz, s így 4. szerint, ha \vec{a} és \vec{b} -re igaz (*), úgy \vec{a}_1 és \vec{b}_1 -re is igaz. Ha ezen az állításon: „(*) igaz α -ra” azt értjük, hogy (*) igaz

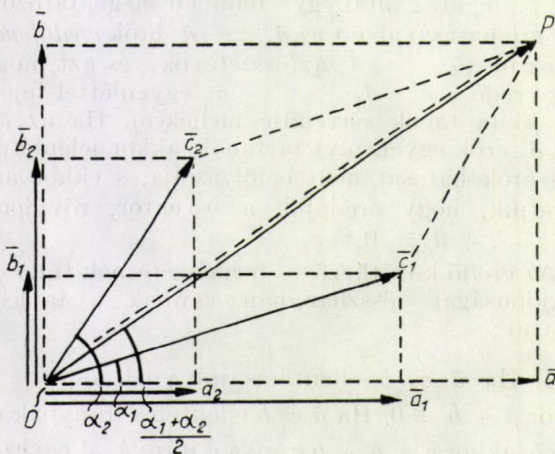
bármely két olyan merőleges erőre, melyeknek egyik átlós szögük α , akkor az előzőek szerint (*) igaz α -ra, ha találunk két olyan merőleges erőt, melyeknek egyik átlós szögük α és amelyekre igaz (*).

Be akarjuk bizonyítani, hogy (*) bármilyen α átlós szögre igaz. Először megállapítjuk: nyilvánvalóan igaz $\alpha = 0^\circ$ -ra és $\alpha = 90^\circ$ -ra. Ezután igazoljuk, hogy ha (*) igaz az α_1 és α_2 szögekre, akkor igaz az $\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$ szögre is.

Vegyük fel e célból az $\vec{a}_1, \vec{b}_1, \vec{a}_2, \vec{b}_2$ erőket úgy, hogy \vec{a}_1 és \vec{a}_2 , valamint \vec{b}_1 és \vec{b}_2 egyirányúak és ezek az irányok egymásra merőlegesek legyenek, továbbá, hogy \vec{a}_1 és \vec{b}_1 \vec{a}_1 melletti, \vec{a}_2 és \vec{b}_2 \vec{a}_2 melletti átlós szöge α_1 , illetve α_2 legyen, s végül hogy \vec{a}_1 és \vec{b}_1 átlós összege egyező nagyságú legyen \vec{a}_2 és \vec{b}_2 átlós összegével (azaz igaz legyen

$$\sqrt{a_1^2 + b_1^2} = \sqrt{a_2^2 + b_2^2}).$$

Feltesszük, hogy (*) igaz α_1 és α_2 -re, tehát $\vec{c}_1 = \vec{a}_1 + \vec{b}_1$, illetve $\vec{c}_2 = \vec{a}_2 + \vec{b}_2$ megegyezik \vec{a}_1 és \vec{b}_1 , illetve \vec{a}_2 és \vec{b}_2 átlós összegével. Ekkor fenn kell állnia a $c_1 = c_2$ egyenlőségnek.



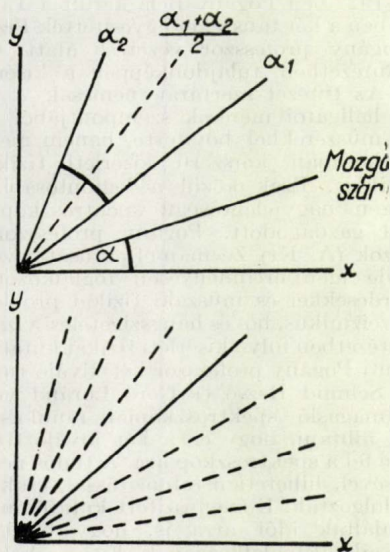
5. ábra

3. miatt az $\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2$ és $\vec{b} = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$ erők \vec{c} eredője megegyezik \vec{c}_1 és \vec{c}_2 eredőjével. Ugyancsak igaz, hogy \vec{a} és \vec{b} \vec{OP} átlós összege is megegyezik \vec{c}_1 és \vec{c}_2 átlós összegével. Azonban $c_1 = c_2$ miatt mind \vec{c} , mind pedig \vec{OP} felezi \vec{c}_1 és \vec{c}_2 szögét, tehát \vec{c} és \vec{OP} egyirányúak. Az előzőekből azonban már tudjuk, hogy \vec{c} és \vec{OP} egyező nagyságúak, s így igaz $\vec{c} = \vec{OP}$, vagyis \vec{a} és \vec{b} -re is igaz (*). Mivel \vec{c} \vec{a} -val $\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$ szöget alkot, kimondhat-

juk, hogy (*) érvényes $\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$ -re.

Könnyű ellenőrizni, hogy a fenti bizonyítás az $\alpha_1 = 0$ (azaz $b_1 = 0$) és az $\alpha_2 = 90^\circ$ (azaz $a_2 = 0$) esetekben is érvényes.

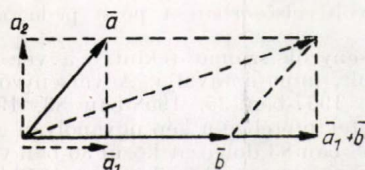
Tekintsük most a hegyes szögeket a szokásos módon egy koordináta-rendszerben elhelyezve: a nyugvó szár az x -tengely pozitív fele, a mozgó szár az első síknegyedben fekszik. Azt, hogy egy bizonyos mozgó szárhoz tartozó szög igaz (*), röviden úgy fogjuk kifejezni, hogy az illető mozgó szárra igaz (*). Utoljára igazolt állításunk most



6. ábra

így fogalmazható: Ha (*) igaz két mozgó szárra, akkor igaz ezek szögfelezőjére is. (*) azonban igaz az $\alpha = 0^\circ$ és $\alpha = 90^\circ$ szögekre, azaz az x és az y tengelyekre, tehát igaz e tengelyek szögfelezőjére és a szögfelezések bárhányszori ismétlésével kapott mozgó szárakra is. A szögfelezések elegendő sokszori ismétlésével azonban bármely hegyes szög szárához tetszőlegesen közel juthatunk és ezért 5. alapján kimondható, hogy (*) érvényes minden α hegyes szögre. Ezzel igazoltuk a (*) állítás helyességét merőleges erőkre.

Ha \vec{a} és \vec{b} nem merőlegesek, akkor állítsuk elő \vec{a} -t egy \vec{b} -vel párhuzamos \vec{a}_1 és egy \vec{b} -re merőleges \vec{a}_2 erő eredőjeként. Az előzőek szerint \vec{a}_1 és \vec{a}_2



7. ábra

a paralelogramma szabállyal nyerhetők. 3. szerint $\vec{a} + \vec{b} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{b} = (\vec{a}_1 + \vec{b}) + \vec{a}_2$. Azonban $\vec{a}_1 + \vec{b}$ és \vec{a}_2 eredője — merőleges voltak miatt — megegyezik átlós összegükkel, ez viszont azonos \vec{a} és \vec{b} átlós összegével. Ennélfogva $\vec{a} + \vec{b}$ megegyezik \vec{a} és \vec{b} átlós összegével.

Bebizonyítottuk tehát, hogy bármely két erő eredője megegyezik átlós összegükkel. Ebből természetesen következik, hogy bárhány erő eredője is egybeesik átlós összegükkel.

Megjegyzések. 1. Gondolatmenetünkkel lényegében a következő — tisztán matematikai — tételt igazoltuk: Ha vektorok „összegét” úgy akarjuk értelmezni, hogy az összeg tagjainak sorrendje ne befolyásolja az összegvektort és az összegvektor bírjon az 1—5. tulajdonságokkal, akkor ezt csak egyféleképpen lehet megtenni, és pedig úgy, hogy két vektor összegét a paralelogramma-szabállyal szerkesztett vektorral vesszük azonosnak.

2. A 4. tulajdonságot csak a rövidség kedvéért vettük a kiinduló tulajdonságok közé. Valójában 4. az 1., 2., 3. és 5. tulajdonságokból levezethető (lásd pl. Aczél János: Függvényegyenletek az alkalmazott matematikában, MTA Mat. és Fiz. Oszt. Közl. I (1950) 131—142. o.).

Gallai Tibor

MTA Matematikai Kutató Intézete

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

AZ 1959. ÉVI EÖTVÖS VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1959. évi fizikai versenyét október 31-én tartotta. A verseny feladatai a következők voltak.

1. Vízrel telt nagy henger vízszintes helyzetű tengelye körül állandó szögsebességgel forog. A víz teljes mennyisége ugyanazzal a szögsebességgel mozog. A vízbe apró fémgolyót teszünk. A golyócska a víz forgása következtében nem süllyed a henger faláig, hanem a földhöz viszonyítva egyensúlyi helyzetben lebeg. Melyik körnegyedben helyezkedik el a fémgolyócska? (Megokolással.) Állapítsuk meg pontosan a fémgolyócska helyét! (A közegellenállási erő dinben egyenesen arányos a golyó rádiuszával és a viszonylagos sebességgel, az arányossági szorzó $k = 0,2$ ha a sebességet cm/sec-ban, a golyó rádiuszát cm-ben mérjük.) Mi történik fagolyó esetében? Felvehető számértékek: golyó rádiusza 1 mm, fémgolyó esetében a sűrűség $1,7 \text{ g/cm}^3$ (magnézium), fagolyó esetében $0,3 \text{ g/cm}^3$, a szögsebesség $\omega = 10 \text{ sec}^{-1}$.

2. Vízszintes alapon egymáson fekszik két, egyenként 5 kilós téglá. A felső téglá, fedőlapjáról kiinduló fonállal egy állandó ponthoz van rögzítve. A fonál a függőlegessel 30° -os szöget zár be. A súrlódási együttható mindenütt 0,2. Mekkora erővel lehet az alsó téglát vízszintesen elhúzni?

3. Helyezzünk el tőlünk nagy távolságban egy üvegkockát. Nézzük a kockát az alaplap átlójának meghosszabbításából. Mit látunk a kocka belsejében? (Törésmutató 1,5) Mit látunk, ha a kockát az asztalon elforgatjuk?

A verseny egyidejűleg folyt le Budapesten, Debrecenben, Miskolcon, Egerben és Pécsen. Szegeden és Veszprémben nem jelentkezett versenyző. Csak 1959-ben érettségizettek versenyezhetek, a munkaidő 5 óra volt, bármilyen segédeszköz használata meg volt engedve. Összesen 103 versenyző szerepelt, Budapesten 52, Debrecenben 15, Egerben 3, Pécsen 18, Miskolcon 15. A versenyzők közül 84 elsőéves egyetemi és főiskolai hallgató volt, 19 versenyző nem volt egyetemi hallgató. Budapes-

ten 17 tudományegyetemi természettudományi kari, 16 műegyetemi és 2 orvostanhallgató, Debrecenben 10 tudományegyetemi természettudományi kari és 4 orvostanhallgató, Miskolcon 15 műegyetemi, Egerben 3 és Pécsen 17 főiskolai hallgató versenyzett. A versenyzők között 18 leány volt, elsősorban a pécsi pedagógiai főiskola hallgatói.

A versenyzők számát tekintve a verseny eredményesebb volt, mint a tavalyi. A versenyzők számának alakulása: 1957-ben 35, 1958-ban 83, 1959-ben 103. A minőség tekintetében a kép ugyanolyan gyenge, mint tavaly. 1958-ban 83 dolgozat közül 30-ban volt a nyoma valami eredményes munkának, most 1959-ben 103 dolgozat közül 36-ban lehetett valami érdemleges munka nyomát találni és 67 dolgozat volt üres papírlap vagy még annál is rosszabb. Minthogy az egyetemekre, főiskolákra a legjobbak kerülnek és a versenyen is feltehetőleg a legjobbak vesznek részt, ezért aggasztó, hogy a versenyen résztvevő matematika-fizika szakos pedagógiai főiskolai hallgatók nagy része, de elég nagy hányadban az egyetemek matematika-fizika szakos tanárjelöltjei is üres papírlapokat adtak be, a sűrűlódásos és fénytörési feladat megoldását egy tollvonással sem kísérelték meg, illetve leírt szövegükből a pontos következtetés és a gondolatok érthető közlésének minden kelléke hiányzik.

Az első feladatot egyetlen versenyző sem oldotta meg. Ez az igen szép feladat a középiskolai anyagnál semmivel sem kíván többet, de ennek az anyagnak alapos ismeretét tételezi fel. A második feladatot 25 versenyző oldotta meg, részben általánosítva a feladat eredeti szövegét. A harmadik feladat megoldásában 15 tanuló mutatott fel elfogadható eredményt, bár a feladatban rejlő minden lehetőséget egy versenyző sem fejtette ki. Kevés dolgozat szövegezése volt áttekinthető, világos.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az első díjat nem adta ki, tekintettel arra, hogy az első feladatot egy versenyző sem oldotta meg. A második díjat megosztva kapták meg *Tusnady Gábor*, a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem természettudományi karának matematika-fizika szakos hallgatója, aki a sátorlajúhelyi Kossuth Lajos gimnáziumban érettségizett és Molnár Tibor tanítványa volt és *Magos András*, a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnöki karának hallgatója, aki a budapesti II. Rákóczi Ferenc gimnáziumban érettségizett és Lantos Károly tanítványa volt. Harmadik díjat kapott *Daniel Gábor*, a budapesti Műszaki Egyetem hallgatója, aki a budapesti Piarista gimnáziumban érettségizett és Varga László tanítványa volt.

Dicséretet kaptak (könyvjutalommal) *Losonczy László* (a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem matematika-fizika szakos hallgatója, a miskolci Gábor Áron kohászati technikumban Schumann Sándor tanítványa), *Szabó Gyula* (a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem fizikus hallgatója, a debreceni Fazekas Mihály gimnáziumban Nagy László tanítványa) és *Tatai Péter* (a budapesti Műszaki Egyetem hallgatója, a budapesti I. István gimnáziumban Soós Károly tanítványa).

Az eredményhirdetés november 28-án ment végbe az egyetemi fizikai intézet nagy előadótermében. *Vermes Miklós* a feladatok megoldásait ismertette, azután a nyertesek átvették jutalmaikat.

A BUDAPESTI MŰSZAKI EGYETEM FIZIKAI TANSZÉKE

A fizika, mint valamennyi műszaki tudomány alapja, szerepelt már a Műegyetem elődjének, az Ipartanodának a tanrendjében is. Első tanár 1847-től Stoczek József, a Műegyetem későbbi igazgatója, majd első rektora, a Magyar Tudományos Akadémia tagja, igazgatója, majd másodelnöke.

A Műegyetem megszervezésekor 1857-ben a fizika oktatására önálló tanszéket állítottak fel. Általános és Technikai Fizika néven. 1862-ben a Tanszéket szétválasztották Kísérleti Fizikai és Technikai Fizikai Tanszékre. Az előbbi az előkészítő osztály, az utóbbi pedig a műszaki osztályok számára adott elő.

A Technikai Fizikai Tanszékének professzora haláláig Stoczek József volt. Őt követte (1895–1932-ig) Wittmann Ferenc, aki különösen az elektromos mérőműszerek szerkesztése terén végzett értékes munkát.

A Kísérleti Fizikai Tanszék első ideiglenes, majd rövid ideig rendes tanára (1869–70-ig) Szily Kálmán, a későbbi neves nyelvész, a Magyar Tudományos Akadémia igazgatója és tiszteletbeli tagja lett. Utóda 1872–1916-ig Schuller Alajos, majd 1917–21-ig Tangl Károly, aki 1921-ben a Tudományegyetem Fizikai Tanszékére távozott. 1922-ben Pogány Béla került a Tanszék élére.

1932-ben a két tanszéket egyesítették Fizikai Intézet néven Pogány professzor vezetésével. Ő indította meg az Intézetben tulajdonképpen a kísérleti fizikai kutatást. Az Intézet szertárát nemcsak a demonstrációs és a hallgatói mérések szempontjából fontos eszközökkel, műszerekkel bővítette, hanem megteremtette a maga korában korszerű kísérleti fizikai kutatás lehetőségeit is. Ezek közül a legfontosabb, hogy az Intézet igen nagyjelentőségű spektroszkópai laboratóriummal gazdagodott. Pogány professzor főként a nemes gázok (A, Kr) Zeeman-effektusát vizsgálta nagy sikerrel, de igen eredményesen foglalkozott röntgenfizikai kérdésekkel és műszaki fizikai problémákkal is, így főleg szeizmikus, hő- és hangszigetelési vizsgálatokkal.

Az Intézetben folyó kísérleti fizikai kutatások aranykorát jelenti Pogány professzor két kiváló tudós munkatársának, Schmid Rezső és Gerő Loránd világviszonylatban kimagasló spektroszkópai munkássága. Nem túlzás azt állítani, hogy ez a két kiváló fizikus szinte életét tette fel a spektroszkópiára. A tudós nem csökkenő érdeklődésével, hihetetlen intenzitással, csak a kutatásnak élve dolgozott. E megfeszített kutatómunka mellett mindig találtak időt arra is, hogy tanítványaikkal, munkatársaikkal foglalkozzanak. Egész iskola alakult ki körülöttük, szinte a magyar fizikusok egy nemzedéke vallja őket mesterének. Joggal mondhatjuk, hogy a magyar spektroszkópia az ő kezük alatt jutott világhírré és a kísérleti fizikai kutatás ezen ága munkájuk nyomán virágzott fel először hazánkban. Munkatársuk volt Budó Ágoston és Kovács István is, akik szellemi örökségüket átvéve munkájukat tovább folytatták és folytatják.

Schmid és Gerő főleg a kétatomos molekulák színképeit vizsgálták. Disszociációs energiákat határoztak meg és esetenként a Zeeman-effektussal is foglalkoztak. Vizsgálatokat végeztek többek között a NO, N₂, C₂, CO és több hidrid molekulán. Perturbációkat vizsgáltak pl. a CH, CO, AgH, AlH esetében. E rövid felsorolással igen kiterjedt és eredményes munkájukat természetesen közel sem merítettük ki. Korai haláluk felbecsülhetetlen kára a magyar fizikai kutatásnak. Emléküket a magyar fizikus társadalom kegyelettel őrzi, eredményes munkájuk pedig örök példaképünk marad.

1944 óta az Intézet vezetője Gombás Pál, aki a hazai elméleti atomfizikai kutatás egyik úttörője. Korábban megkezdett vizsgálatait, melyek atomok, molekulák, fémek szerkezetének kvantumelméleti kutatására vonatkoznak és nemzetközileg elismert eredményekre vezettek, folytatja. Az ilyen irányú tudományos munkából ki- veszik részüket Gombás professzor munkatársai, elsősorban Kónya Albert, Gáspár Rezső és Hoffmann Tibor.

A kutatásoknak újabb ösztönzést ad és a fiatal kutatók nevelésének fontos eszközévé válik Gombás professzor két könyve: *Die statistische Theorie des Atoms und Ihre Anwendungen* (Springer, 1949), *Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik* (Birkhäuser, 1950), melyek azóta orosz és magyar nyelvű kiadást is megértek.

Ebben az időben az Intézet tudományos témaköre új területtel gazdagodik, mégpedig atommagfizikai problémák vizsgálatával a statisztikus magmodell alapján.

Kónya Albert 1950-ben a Miskolci Nehézipari Műszaki Egyetem Fizikai Tanszékének professzora lesz, Hoffmann Tibor 1952-ben a Távközlési Kutató Intézet elméleti osztályának élére kerül, Gáspár Rezső 1953-ban a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Elméleti Fizikai Tanszékének vezetését veszi át. Így az Intézet tudományos munkájában egyre inkább szerepet kapnak az Intézet fiatal munkatársai, az oktatók közül leginkább

Knapecz Géza és Szépfalusy Péter, az aspiránsok közül Ladányi Károly, Kisdi Dávid, Kapuy Ede, Román Szidónia. (Ladányi, Kisdi és Kapuy jelenleg az MTA Elméleti Fizikai Kutató Csoportjának tudományos munkatársai.)

Jelenleg az Intézet létszáma 35 fő, ebből 15 fő az oktató, három fő a tudományos kutató. Az Intézet feladata a villamos és gépészmérnöki kar hallgatóinak oktatása, nappali és levelező tagozaton egyaránt. Így az Intézet közel ezer hallgató számára tart előadásokat, tanulóköri és mérési gyakorlatokat. Ezenkívül speciális előadások folynak az Intézet tudományos munkájához közelálló területekről.

Végül néhány szót kell szólni a közelmúltban és jelenleg folyó tudományos témákról. Dr. Gombás Pál akadémikus egyetemi tanár (kétszeres Kossuth-díjas) újabb könyve jelent meg az atom statisztikus elméletéről a S. Flügge által szerkesztett Handbuch der Physik XXVI. kötetében (Statistische Behandlung des Atoms). Az utóbbi időre esnek Gombás Pálnak a nullponti kinetikus energia Weizsäcker-féle inhomogenitási korrekciójával kapcsolatos vizsgálatait, az ezen korrekciót tartalmazó statisztikus modell alapjait és alkalmazásait illetően. Ilyen módon sikerült például kötést nyernie az N_2 molekulára a statisztikus modell alapján.

Dr. Kónya Albert levelező tag egyetemi tanár (1957 óta tagja ismét az Intézetnek) munkái közül megemlítjük a Compton-sáv profiljának elméleti meghatározásával és a HJ molekula kötésével kapcsolatos vizsgálatait. Knapecz Géza adjunktus a kovariáns hullámterek Lagrange formalizmusának egyes kérdéseivel foglalkozik. Szépfalusy Péter kandidátus adjunktus (Schmid-díjas) a statisztikus módszernek és a kvantummechanikai többtestproblémának kapcsolatát kutatva a módszer fejlesztésének lehetőségeit kereste; végzett vizsgálatokat az atommagok szerkezetének egyes problémáival kapcsolatban. Román Szidónia tanársegéd a homeopolaris molekulák kötésének elméletével, Szabó Árpád tanársegéd az atommagok statisztikus elméletének néhány kérdésével foglalkozik.

Az Intézet kísérleti laboratóriuma elsősorban gázfizikai, főként vákuumtechnikai problémákkal foglalkozik. Munkájuk részben vákuumfizikai kutatásokra, részben technológiai eljárásokra és ipari alkalmazásokra irányul. Ezen témakörben Antal János tud. int. osztályvezető és König Aladár adjunktus jelentettek meg dolgozatokat.



A Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Tanszékének laboratóriuma által készített félautomata vákuumberendezés, mely a televíziós képsővelek ernyőinek alumíniummal történő bevonását végzi

KÖNYVSZEMLE

S. DUSHMAN :

A VÁKUUMTECHNIKA TUDOMÁNYOS ALAPJAI

(Akadémiai Kiadó, 1958.)

A korszerű technika egyik egyre több területén válik nélkülözhetetlenné nagyvákuum-eljárások alkalmazása.

A klasszikus vákuumtechnikai iparoktól, az elektroncső és izzólámpagyártástól az elektronmikroszkópig, a magfizikai kutatások gyorsítóberendezéséig, vagy a gyógyszerek (antibiotikumok, szérumok) és élelmiszerek legkiválóbb tartósító eljárásáig, a liofilizálásig, a nagy molekulásúlyú, érzékeny szerves vegyületek (vitaminok, stb.) tisztá kipreparálására szolgáló molekuláris desztillációtól speciális vékony rétegek (T-optika, tükrök, szelén-egyenirányítók, stb.) előállításáig vagy a különleges tisztaságú fémek készítésére szolgáló vákuumkohászatig a modern műszaki haladás egyre több olyan műveletet alkalmaz, amelyhez nagyvákuum előállítására, mérésére és a vákuumban lefolyó vagy lefolytatható kémiai és fizikai jelenségek pontos ismeretére van szükség.

E téren hűzaggótló a rosztovi születésű S. Dushman (1883—1954) műve, melyet az Egyesült Államokban 1949-ben adtak ki, most pedig igen jó papíron, gondos

tipográfiával és szép kiállításban jelentette meg magyar nyelven az Akadémiai Kiadó. A fordítás nehéz munkáját König Aladár, a műegyetemi Fizikai Intézet laboratóriumának vezetője, a szerkesztést Szabó János dr., a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet osztályvezetője, a lektorálást pedig dr. László Zoltán, az Egyesült Izzó fejlesztési főosztályának osztályvezetője végezte.

Dushman könyve eredeti angol szövegében még angol anyanyelvűek számára sem könnyű olvasmány. A fordító e nehéz szövegnek a teljes hűség megtartása mellett lehető gördülékeny tétellel jó munkát végzett.

A könyv jellegét tekintve valahol középponton áll az önálló tudományos feldolgozás és az „abstract”-ok, riport, illetve citátum-könyvek között. Dushman az általa kiválasztott területnek szinte a teljes irodalmát feldolgozta a kezdetektől a negyvenes évek közepéig (mintegy 1947-ig). Erre az időszakra nézve ez a könyv standard-mű, a vákuumtechnikában körülbelül olyan szerepet tölt be, mint a Beilsteins Handbuch kötetei a szerves, vagy a Gmelin-kötetek a szerves kémiaiában.

A könyv anyagát Dushman úgy választotta meg, hogy az az általános vákuumtechnikát, vagyis mindazt ami a bevezetőben felsorolt technológiáknak közös fizikai és kémiai alapja, lehetőleg teljesen tartalmazza.

E magyar kiadásban 760 oldalas, számos ábrával ellátott munka tizenkét fejezete közül az első kettő a gázok fizikáját tárgyalja a vákuumtechnika szempontjából, majd három fejezete a különféle vákuumszivattyúkkal, egy pedig a vákuummérő műszerekkel foglalkozik.

A könyv második fele a vákuumban lejátszódó különféle fizikai és kémiai folyamatokat ismerteti, így igen részletesen, négy fejezetben tárgyalja az adszorpció, abszorpció, kemisorpció, diffúzió, dezorpció jelenségeit egy fejezet a gőznyomásról és párolgásról szól, egy fejezet pedig a fémvegyületek (oxidok, nitridek, hidridek) vákuumban bekövetkező bomlásával foglalkozik.

A könyv lábjegyzetei igen bőségesen megadják az egyes területekre vonatkozó eredeti irodalmat s ezzel jó szolgálatot tesznek azoknak, akik valamelyik tárgykörben részletesen és alaposan tájékozódni kívánnak. Dushman saját szövege biztos áttekintést nyújt mindazoknak, akiknek munkájukban nagyvákuum alkalmazására, előállítására és mérésére van szükségük.

Dushman munkáját abban az időben írta, amikor a vákuumtechnika a különféle technológiák területére még csak megkezdte diadalmas bevonulását. Ezért a könyv nem foglalkozik részletesen az egyes — azóta többnyire már nagyipari eljárásokká vált — technológiákkal (pl. vákuumgőzöléssel vagy a vákuumkohászattal), de mindazok a fizikai és kémiai ismeretek megtalálhatóak benne, melyeken e technológiák alapulnak.

A könyv, mint említettük, kb. az 1947-ig megjelent közleményeket dolgozza fel. Mivel a vákuumtechnikának a korszerű ipar fejlesztésében egyre fokozódik a jelentősége, külföldön igen komoly összegeket fordítanak vákuumtechnikai kutatásokra. Tudjuk pl. az Egyesült Államokban ez az összeg meghaladja évente az egymillió dollárt. Bár a tőke a kutatásokat lehetőleg annak vizsgálatára irányítja, hogy hol lehet újabb területeket találni a vákuum alkalmazására, vagyis újabb piacokat feltárni, ahol vákuumrendszereket lehet elhelyezni, mégis e nagy kutatási költségekből a technológiák fejlesztése és kidolgozása mellett jutott kifejezetten vákuumfejlesztésre (szivattyúk, műszerek) is. Dushman műve e legújabb évtized fejlődését már nem tartalmazza. Így könyvében nincs szó a gázbaltaszt-szelepről, az igen kis nyomom sok előállítására szolgáló ionszivattyúkról, az evapor-ion szivattyúkról, a Roots-elven alapuló forgó vákuumszivattyúkról, a metilfenilpolisziloxán vákuumolajokról, a szilikon vákuumszírokról, s. i. t.

Kérdés, hogy ha magyar nyelven az eredetihez képest egy évtizedet később a könyv, nem lett volna-e célszerű függelékeként a legújabb fejlődést is összeállítani néhány oldalon, vagy mivel ez már nem történhet meg, nem volna-e helyes egy további, immár nem fordítás, hanem önálló feldolgozás jellegű kötetben ismertetni mind a vákuum előállítás és mérés terén bekövetkezett újabb fejlődést, mind pedig a vákuumot alkalmazó új technológiákat.

K. L.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Univerzális Fermi-kölcsönhatás és az asztrofizika. Az elemi részek különböző lassú bomlásfolyamataiban tapasztalt messzemenő hasonlóságot jól tükrözi az univerzális (vektor-axiálvektor) kölcsönhatás *Sudarsan* és *Marshall*, valamint *Feynman* és *Gellmann* által a közel-műltban nyilvánosságra hozott elmélete. Az elmélet szerint az elektron és a neutrino között a csatolási állandóban elsőrendű kifejezéssel leírható kölcsönhatásnak kell léteznie. A kölcsönhatás lehet az, amikor az elektron neutrínót és antineutrínót bocsát ki, miközben állapota megváltozik. De ugyanez a kölcsönhatás fogalmazható úgy is, hogy az elektron és pozitron szétsugárzása neutrino és antineutrino kibocsátásával is végbemehet, nemcsak fotonokkal. Igen kíváncsú lenne ennek a kölcsönhatásnak a kísérleti vizsgálata. Eddig csak igen bonyodalmas módszert ismertek, amely ezt a vizsgálatot lehetővé tette volna. Meg kellett volna figyelni az atom magreaktorokban keletkező antineutrínók szóródását az elektronokon.

Nemrégiben *B. Pontecorvo** hívta fel a figyelmet arra, hogy az elsőrendű elektron-neutrino kölcsönhatás létezés makroszkópikus jelenséget is eredményez. Az elektron-pozitron pár $\gamma\gamma$ párrá történő szétsugárzása a két-fotonos szétsugárzáshoz képest igen ritka folyamat. Az ortopozitronium minden 10^{15} kétfotonos szétsugárzásra esik csak egy neutrínópárral történő szétsugárzás. Azonban a neutrino nagy áthatolóképessége arra vall, hogy létezhetnek olyan jelenségek, amelyek magas hőmérsékletű testekben végbemenő elektron-neutrino folyamatokkal vannak kapcsolatban.

Vizsgáljuk meg az elektron fékezési sugárzását. Ha a Z töltésű A atommagba ütközik az elektron, akkor vagy fotonot, $e + A \rightarrow e + A + \gamma$ (fotonos fékezési sugárzás), vagy neutrino-antineutrino párt emittál: $e + A \rightarrow e + A + \nu + \bar{\nu}$ (leptonos fékezési sugárzás). Jelölje W_γ és $W_{\nu\bar{\nu}}$ annak a valószínűségét, hogy a magba

ütköző E energiájú elektron fotonot, illetve $\nu\bar{\nu}$ -párt bocsát ki, akkor ezek viszonyára az elmélet az

$$a = \frac{W_\gamma}{W_{\nu\bar{\nu}}} \sim \frac{\frac{e^2}{\hbar c}}{G^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4}$$

kifejezést adja meg, ahol $G = g \frac{m^2 c}{\hbar}$ a gyenge kölcsönhatás dimenziótlan csatolási állandója, $g = 1,4 \cdot 10^{-49}$ erg cm^3 a Fermi-állandó, m pedig az elektron tömege.

Világos, hogy a még az asztrofizikában előforduló magas hőmérsékleteken is igen nagy szám. De a csillagok sugárzásában a nagyszámú fotonos fékezési sugárzás mellett, még ezen arány szerint is jelentős mennyiségű neutrino található. A csillagok fejlődésének bizonyos szakaszán előfordulhat, hogy a térbe a fotonok és a neutrínók formájában kisugárzott energia egyenlő, jól lehet az a^{-1} viszony az egyes elemi aktusokra igen kicsiny. Ezt az is támogatja, hogy a leptonos fékezési sugárzás valószínűsége a hőmérséklettől függ. Ezenkívül a Z növelésével a fotonok szabad úthossza csökken, ami szintén a neutrínók javára befolyásolja az energia-emissziót.

Mindezekből arra következtethetünk, hogy a folyamat a csillagok fejlődésének abban a szakaszában lehet fontos, amelyben a csillagok hőmérséklete és közepes magtöltése jelentősen meghaladja a Napra vonatkozó adatokat. A Nap energiaháztartásában $KT \sim 1$ keV és $Z \sim 1$ miatt a leptonos fékezési sugárzás nem jut lényeges szerephez.

Az utóbbi időben *Handelman* és *Pisajev* vizsgálatot végeztek a leptonos fékezési sugárzás mechanizmusára, kapcsolatban. Kimutatták, hogy $KT > 30$ keV, 10^4 gr/cm 3 -nél nagyobb nyomás és $Z \sim 20$ átlagos magtöltés esetén a csillagokból a neutrínók több energiát visznek el, mint a fotonok.

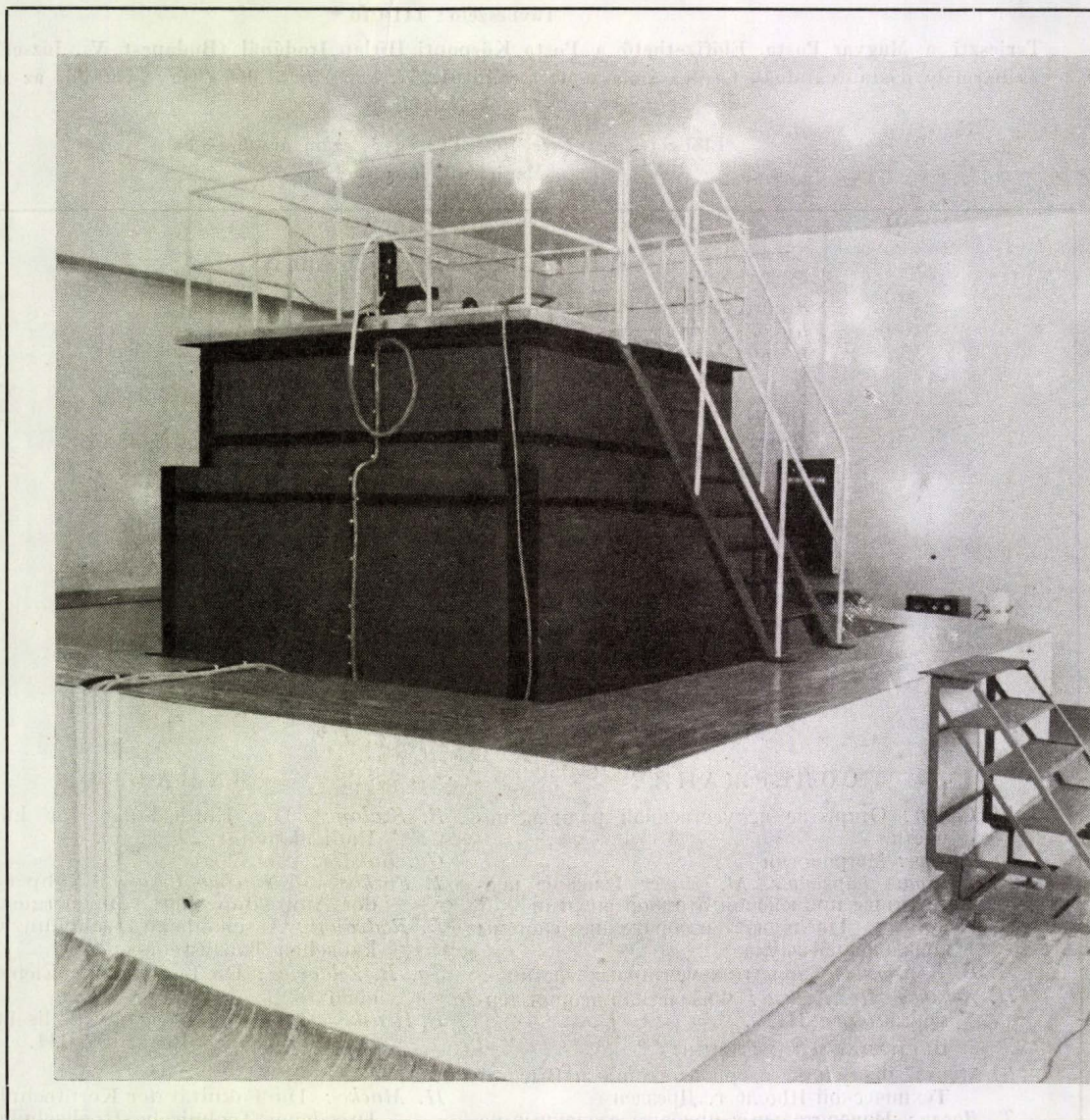
A. I.

* B. Pontecorvo; EAKI közlemények 1959.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



3.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V., József nádor tér 1) és bármely postahivatalnál. Csekk számlaszám: egyéni 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás az M N B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Szalay Sándor: A mesterséges radioaktivitás felfedezése

Lukács Gyula: Metrológia

Farkas I.—Farkasné Jahnke M.: Az atomenergia felhasználásának közeli perspektívái

Radványi László: A zenei hangrendszer szemléletes ábrázolása

Ja. B. Zeldovics: Az elemi részek töltései

Hraskó Péter—Kosály György: A termikus-reaktorok fizikai elmélete III.

A FIZIKA TANÍTÁSA

H. Macke: A drezdai Technische Hochschule magtechnikai fakultása

László Tihamér: Indukciós elvű mérőműszerek csengőtranszformátorból

László Tihamér: A fajlagos elektrontöltés mérésének egy egyszerű és szemléletes módja a magnetron-módszer alapján

K Ö N Y V S Z E M L E

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Ш. Салаи: Открытие искусственной радиоактивности

Дб. Лукач: Метрология

И. Фаркаш—Фаркаше, М. Янке: Близкие перспективы применения атомной энергии

Л. Радваньи: Наглядное изображение системы тональностей звука

Я. Б. Зельдович: Заряды элементарных частиц

П. Храшко—Дб. Кошай: Физическая теория термореакторов III.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Г. Макке: Факультет ядерной техники в Высшей Технической Школе г. Дрезден

Т. Ласло: Измерительные приборы сделанные по принципу индукции из звонкового трансформатора

Т. Ласло: Простой и наглядный способ для измерения удельного электронного заряда на основе магнетронной системы

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

S. Szalay: Die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität

Gy. Lukács: Metrologie

I. Farkas—M. Farkas-Jahnke: Nahperspektiven der Anwendung der Atomenergie

L. Radványi: Anschauliche Darstellung des musikalischen Tonsystems

Ja. B. Zeldovics: Die Ladung der Elementarteilchen

P. Hraskó—Gy. Kosály: Die physikalische Theorie der thermischen Reaktoren III.

UNTERRICHT DER PHYSIK

H. Macke: Die Fakultät der Kerntechnik an der Dresdener Technische Hochschule

T. László: Induktionsprinzip-Messgeräte aus Klingeltransformator

T. László: Ein einfaches und anschauliches Mittel zur Messung der spezifischen Elektronenladung auf Grund der Magnetronmethode

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címeképek: Szubkritikus reaktor a Központi Fizikai Kutató Intézetben

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. XI. 27. Példányszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60/50469 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

3. szám

1960 március

A mesterséges radioaktivitás felfedezése és hatása a tudományos kutatás fejlődésére

Dr. Szalay Sándor, az MTA lev. tagja előadása a Joliot-Curie emlékülésen

Ha egy nagy alkotó művész, szobrász, festő vagy egy nagy író távozik el örökre az élők sorából, önkénytelenül is arra gondolunk, hogy ha nem élt és alkotott volna, akkor az emberiség kultúrája sok szép alkotással, életünk sok szép élménnyel lett volna szegényebb. A művész, író a saját belső lelki életének átéléseit, alkotásait teszi számunkra kultúr-kincsé, és gazdagítja azzal életünket, kultúránkat.

A természettudós a tőlünk függetlenül létező természet, anyagi világ törvényszerűségeinek objektív megismerésével alkot, és ha egyszer örökre kiesik kezéből a tudomány fáklyája, mások ragadják meg és viszik tovább azt abban a szakadatlan és eredményes harcban, amely a természet egyre pontosabb megismerésére irányul. E harcban nincs megállás, nincs visszaút, és egyetlen tudósról sem állíthatjuk, hogy az ő tudományos felfedezésének eredményére az őt követő utókor előbb vagy utóbb rá ne jött volna. De előbb-e, vagy csak utóbb? Ez az úttörő tudományos géniuszok értékmérője.

Frédéric Joliot-Curie egyike volt korunk legnagyobb úttörő tudományos géniuszainak, aki egész tudományos karrierje során mindig élen vitte a tudomány fáklyáját és csodálatos élelátásával, kísérletező ügyességével, ötletességével és a sok lényegtelen részlet-jelenség között a döntő fontosságút felismerni tudásával megelőzte kortársait és a tudomány fejlődését ezzel meggyorsította.

Sok nagy jelentőségű felfedezése közül itt csupán egyet, a mesterséges radioaktivitás felfedezésével foglalkozom. Ez a munkatárs-feleségével, Iréne Joliot-Curie-vel közös felfedezése a legnagyobb jelentőségű az összes közül és hatása messze kiterjed más tudományok és az élet sok területére. Jelentősége teljes valójában csak most kezd igazán kibontakozni, amikor a mesterséges radioaktív anyagok előállítását az atomtechnika szédületes fejlődése nagy arányban és olcsón lehetővé tette és ez anyagok a mindennapi alkalmazásba, az összes laboratóriumokba, iparművekbe eljuthatnak.

E nagy felfedezésüket közvetlen megelőző éveket a tudós házaspár a szokottnál is lázasabb munkában töltötte el, és több egészen úttörő felfedezést ismertettek. 1932 elején kimutatták, hogy a Bothe és Becker által felfedezett és gamma sugárzásnak tartott nagy áthatoló képességű sugárzás, amely könnyű elemeknek, pl. Be-nak Po-a sugarakkal történő bombázásakor keletkezett, képes hidrogén atomokat paraffinból vagy más szerves anyagból mozgásba hozni. Röviddel ezután Chadwick a jelenséget helyesen értelmezte és felfedezte a neutront.

Röviddel a pozitron Anderson, Blackett és Occhialini által történt felfedezése után a Joliot-Curie házaspár kimutatta, hogy ha bór α -sugarakkal bombáznak, pozitronok keletkeznek. Feltételezték, hogy a pozitron a neutronnal egyidejűleg lép ki, és C-13-as stabil izotóp keletkezik. E kísérletek folyamán felfedezték a γ -sugárzás materializációját is, azaz egy elektron-pozitron pár keletkezését, ha egy kemény γ -kvantum egy atommag közelébe érkezik. Joliot hamarosan kimutatta, hogy a pozitív elektron nem maradhat meg tartósan, hanem az anyag egy negatív elektronjával találkozva megsemmisül és tömegük sugárzó energiává alakul át.

Ezek az önmagukban is rendkívüli értékű kísérletek előkészítették a mesterséges radioaktivitás felfedezésének útját. Midőn azt észlelték, hogy az α -sugarakkal bombázott B-ből neutron és pozitron lép ki, azt hitték, hogy ezek pillanatnyilag, egyidejűleg lépnek ki. Amikor más elemeknél, pl. Al-nál is találkoztak e jelenséggel, úgy próbálták értelmezni, hogy a magfolyamat energiafőlöslégét képező γ -kvantum a magátalakulás pillanatában materializálódik, és így egy elektron-pozitron pár mutatkozik. A negatív elektron azonban nem volt látható a Wilson-kamra felvételeken. Erőltetett volt az a feltevés, hogy az energia túlnyomó részét viszi magával a pozitron és az elektron felismerhetetlen marad. A materializáció már ismert hatáskeresztmetszete is túl kicsi volt ahhoz, hogy az α -rész által létrehozott magátalakulás rendkívül rövid idején belül teljes

PHYSIQUE NUCLEAIRE. — Un nouveau type de radioactivité.

Note de M^{me} Irène Curie et M. F. Joliot, présentée par M. Jean Perrin.

Nous avons montré récemment par la méthode de Wilson (1) que certains éléments légers (glucinium, bore, aluminium) émettent des électrons positifs quand on les bombarde avec des rayons α du polonium. Selon notre interprétation l'émission des électrons positifs de Be serait due à la *matérialisation interne* du rayonnement γ tandis que les électrons positifs émis par B et Al seraient des électrons de transmutation accompagnant l'émission des neutrons.

En cherchant à préciser le mécanisme de ces émissions nous avons découvert le phénomène suivant :

L'émission des électrons positifs par certains éléments légers irradiés par les rayons α du polonium subsiste pendant des temps plus ou moins longs, pouvant atteindre plus d'une demi-heure dans le cas du bore, après l'enlèvement de la source de rayons α .

Nous plaçons une feuille d'aluminium à 1^{cm} d'une source de polonium. L'aluminium ayant été irradié pendant 10 minutes environ, nous le plaçons au-dessus d'un compteur de Geiger Muller portant un orifice fermé par un écran de 7/100^e de millimètre d'aluminium. Nous observons que la feuille émet un rayonnement dont l'intensité décroît exponentiellement en fonction du temps avec une période de 3 minutes 15 secondes. On obtient un résultat analogue avec le bore et le magnésium mais les périodes de décroissance sont *différentes*, 14 minutes pour le bore et 2 minutes 30 secondes pour le magnésium.

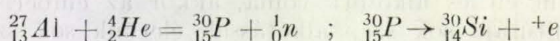
L'intensité du rayonnement (immédiatement après l'exposition aux rayons α) augmente avec le temps d'irradiation jusqu'à une valeur limite. On a alors des intensités initiales du même ordre pour B, Mg, Al d'environ 150 impulsions par minute dans le compteur en utilisant une source de polonium de 60 millicuries.

Avec les éléments H, Li, C, Be, N, O, F, Na, Ca, Ni, Ag, aucun effet n'a été observé (2). Pour certains de ces éléments le phénomène ne se produit probablement pas, pour d'autres la période de décroissance est peut-être trop courte.

(1) Comptes rendus, 196, 1933, p. 1883; J. de Phys. et Rad., 4, 1933, p. 494.

(2) Ce phénomène ne peut donc pas être dû à une contamination par la source de polonium.

bizonyossággal bekövetkezhesse. A kutató géniusz intuitív meglátása volt szükséges a döntő kísérlethez, tudniillik annak megvizsgálásához, hogy az α -sugárzó preparátum eltávolítása után azonnal megszűnik-e úgy a neutron mint a pozitron sugárzás. A gondolatot tett és eredmény követte. A kísérlet azt mutatta, hogy a neutron sugárzás abban a pillanatban megszűnik, amikor a bombázó α -sugár forrást eltávolítják, de a pozitron sugárzás az eltávolítás után bór esetében még cca egy félóráig csökkenő intenzitással kimutatható. A sugárzás gyengülése tökéletesen követte az oly jól ismert radioaktív bomlás törvényét és a felezési időt is meg tudták határozni. A jelenséget ezek után helyesen tudták értelmezni: A B-10-es izotópjából a bombázás hatása alatt a neutron azonnali kilépése mellett átmenetileg N-13 radioaktív izotóp keletkezett, amely azután pozitron kibocsátása közben mintegy 11 perc felezési idővel C-13-má alakul át. Hasonló módon értelmezték az Al-ból az α -sugarak hatása alatt P-30-as radioaktív izotóp keletkezését is.



Az 1. ábra bemutatja idevonatkozó első közleményüket,¹ amely a Francia Tudományos Akadémia 1934. január 15-i ülésén nyert bemutatást, és alig több mint két oldal terjedelmű. E hirtelen összeírt kis munkában a jelenség lényegét teljesen átértették, helyesen értelmezték, és a jövő jelentőségét a tudományok általános fejlődésére felismerték.

E munka kis terjedelmével arányban nem álló roppant hatást gyakorolt az egész tudományos világra és az összes természettudományok fejlődésére, továbbá a már azelőtt is híres tudós házaspárt egyszerre a világ első tudósai közé emelte.

Alig két év múlva, 1935-ben megkapják e felfedezésükért a tudóst akkor érhető legnagyobb kitüntetést, a Nobel-díjat, mégpedig a kémiai Nobel-díjat, azért, mert felfedezésük nyomán a Földön addig nem ismert atomok, a mesterséges radioaktív izotópok egész sorát állították elő, amelyek száma hamarosan messze meghaladta a természetben előforduló stabilis izotópok számát. Egy új tudomány született, amelyik azóta egyre nagyobb arányokban fejlődik, a magkémia tudománya.

2. képünk azt az ünnepélyes pillanatot mutatja, amikor a házaspár V. Gusztáv svéd király szerencsekívánatait fogadta a Nobel-díj átadása alkalmából.

Aligha volt a Nobel-díjak történetében példa, hogy egy alig több mint két oldalas közlemény ilyen elismerést nyerjen, de a tudományok történetében is alig volt példa, hogy egy ilyen kis közlemény ilyen óriási hatást váltson ki.

Annak illusztrálására, hogy a mesterséges radioaktivitás felfedezése milyen bombaszerűen hatott az atomkutatókra, érdekes adatokat találunk Willard F. Libby professzornál az American Journal of Physics-ben írott cikkében.⁴ Joliot

SÉANCE DU 15 JANVIER 1934.

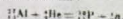
255

Les expériences faites par la méthode de Wilson ou par la méthode de la trachéole introduite par Thibaud ont montré que le rayonnement émis par le bore et par l'aluminium est constitué par des électrons positifs. Il est probable qu'il en est de même pour le rayonnement du magnésium.

En introduisant des écrans de cuivre entre le compteur et la feuille irradiée on trouve que la majeure partie du rayonnement est absorbée dans 0,88 g/cm² pour Al, 0,26 g/cm² pour B et Mg, ce qui correspond, en admettant les mêmes lois d'absorption que pour les électrons négatifs, à une énergie de 2,2 $\times 10^6$ eV pour Al et 0,7 $\times 10^6$ eV pour B et Mg.

Lorsqu'on réduit l'énergie des rayons α irradiant l'aluminium, le nombre des électrons positifs diminue, mais la période de décroissance ne semble pas modifiée. Quand l'énergie des rayons α est réduite de 10⁶ eV, on n'observe presque plus de ces électrons.

Ces expériences montrent l'existence d'un nouveau type de radioactivité avec émission d'électrons positifs. Nous pensons que le processus d'émission serait le suivant pour l'aluminium :

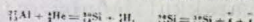


L'isotope $^{30}_{15}\text{P}$ du phosphore serait radioactif avec une période de 3^m 15^s et émettrait des électrons positifs suivant la réaction



Une réaction analogue pourrait être envisagée pour le bore et le magnésium, les noyaux instables étant $^{10}_{5}\text{B}$ et $^{24}_{12}\text{Mg}$. Les isotopes $^{13}_{6}\text{C}$, $^{14}_{6}\text{C}$, $^{15}_{7}\text{N}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{16}\text{S}$ ne peuvent exister que des temps assez courts, c'est pourquoi on ne les observerait pas dans la nature.

Nous considérons comme peu vraisemblable l'explication suivant laquelle



L'isotope $^{28}_{12}\text{Mg}$ étant excité et pouvant se désactiver au cours du temps, l'énergie se matérialiserait en donnant une paire d'électrons. On n'observe pas d'émission d'électrons négatifs et il est théoriquement très improbable que la différence d'énergie entre les électrons soit suffisante pour que les négatifs ne soient pas observés (1). D'autre part ce processus supposerait une durée de l'état excité extraordinairement longue avec un coefficient de matérialisation interne unité.

En définitive il a été possible pour la première fois de créer à l'aide d'une cause extérieure la radioactivité de certains noyaux atomiques pouvant subsister un temps mesurable en l'absence de la cause excitatrice.

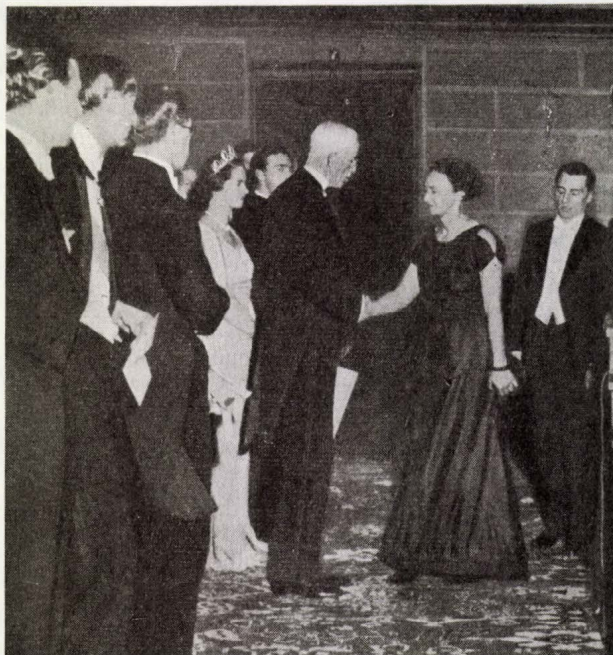
Des radioactivités durables, analogues à celles que nous avons observées, peuvent sans doute exister dans le cas de bombardement par d'autres particules. Un même atome radioactif pourrait sans doute être créé par plusieurs réactions nucléaires. Par exemple le noyau $^{13}_{6}\text{C}$ qui est radioactif selon notre hypothèse, pourrait être obtenu par l'action d'un deuteron sur le carbone, après émission d'un neutron.

1. ábra. A Joliot-Curie házaspár első közleménye a mesterséges radioaktivitás felfedezéséről. (Comptes rendus, pp. 254—256. 1934.) A Francia Tudományos Akadémia 1934. január 15-i ülésén nyert bemutatást

professzor külön táviratban értesítette E. O. Lawrence professzort felfedezéséről. E. O. Lawrence ciklotronja ekkor már két éve működött a Berkeley-i kutató laboratóriumban. Amikor a távirat megérkezett, óriási izgalom vett a Berkeley-i kutatókon erőt. Azonnal a laboratóriumba siettek és megállapították, hogy a ciklotron alkatrészei és az egész laboratórium különféle mesterséges radioaktív izotópokkal vannak megszennyezve, amelyek a ciklotron üzemeltetése közben keletkeztek. Pár órán belül több új mesterséges radioaktív izotópot fedeztek fel. Ezek száma e kutató intézetben és másutt rohamosan növekedett. Megértették, hogy miért panaszkodott Malcolm Henderson ösztöndíjas kutató munkatársuk hónapok óta, hogy ionizációs kamrájának háttér sugárzása, mely mindig erősen megemelkedik, ha a ciklotront üzemeltetik, leállítása után is még sokáig megmarad. Akkor ők már deutron nyalábokat gyorsítottak, a Gilbert Lewis által előállított — a világon második — nehézvíz készítménnyel. A ciklotronnal gyorsított deutron nyaláb ezek után igen hatékony eszköznék bizonyult mesterséges radioaktív izotópok előállítására.

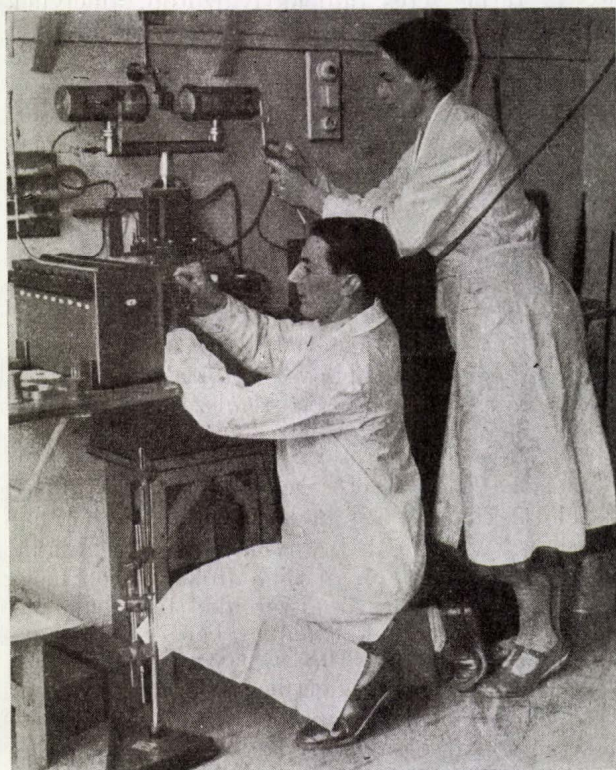
A mesterséges radioaktivitás felfedezése, amelyen korszakalkotó, éppen olyan egyszerű, magától értetődő és természetes volt. Az első meglepetés után a legtöbb atomkutatónak a második érzelmi reakciója talán az lehetett, hogy miért nem fedezték fel előbb, vagy miért nem fedezte fel ő maga? Már évekkel előbb bombáztak alumíniumot és más kis atomsúlyú anyagot természetes radioaktív alfa-sugarakkal és vizsgálták a kilépő protonokat, gamma sugárzást, majd neutronokat. Egyetlen kísérleti fizikusnak sem jutott Joliot előtt eszébe, hogy előbb eltávolítva a bombázó alfa-sugár forrást, megnézzze, hogy nincs-e maradandó indukált radioaktivitás? Egyetlen elméleti magfizikusnak sem jutott azelőtt eszébe, hogy ismerve a természetben előforduló nagyszámú stabil és kb. 40 természetes radioaktív izotópot, feltételezze azt, hogy más proton és neutron számaránnyal is elképzelhető mesterséges radioaktív magok felépítése, és ezek csak azért nincsenek jelen a Földünkön, mert annak keletkezése óta eltelt hosszú idő alatt rövid felezési idejüknel fogva lebomlottak. Joliot kísérletező ügyessége, éleslátása és fantáziája kellett ahhoz, hogy a jelenséget előállítsa, pontosan megfigyelje, felismerje lényegét és jelentőségét és arra már első közleményében rámutasson. 3. képünk a Joliot-Curie házaspárt mutatja munkaközben, közvetlenül e felfedezésüket követő időben, mint látjuk, egy aránylag egyszerű mérőberendezés mellett.

Valóban, a Joliot-Curie házaspár ismertetett és Nobel-díjat nyert rövid közleménye a jelenséget illetően minden lényeges elvi felismerést tartalmazott, így a meginduló óriási tudományos fejlődésben a többi kutatókra főleg részletmunka, nagyszámú újabb mesterséges radioaktív izotóp előállítása, azok sugárzásának tanulmányozása,



2. ábra. A Joliot-Curie házaspár V. Gusztáv svéd király szerencsekívánatait fogadja a kémiai Nobel-díj átadása alkalmából 1935-ben

majd a többi tudomány területén való egyre kiterjedtebb alkalmazása várt, újabb lényeges elvi felismerések szükségessége nélkül.



3. ábra. A Joliot-Curie házaspár a laboratóriumban munkaközben, közvetlenül a mesterséges radioaktivitás felfedezése utáni időkben

Nagyon nehéz áttekinteni azt az óriási fejlődést, amit nemcsak a magfizikában, hanem az összes természettudományokban, sőt még más tudományok területén is a mesterséges radioaktivitás felfedezése hozott. Néhány száraz számadattal és néhány utalással szeretnék csak tömören a következő tényekre rámutatni:

Földünkön jelenleg ismert (és feltehetően az összes)	
stabil izotópok száma	274
Hosszú felezési idejű (quasistabilis) természetes radioaktív izotópok száma	13
A természetes radioaktív bomlási sorozathoz tartozó rövid felezési idejű izotópok száma cca	40
A fentiek együttesen adják a természetben előforduló összes izotópok számát	327

Ezzel szemben a mesterséges radioaktív izotópok száma 1958 februárig hozzávetőleg 1200 és e szám még mindig állandóan növekedőben van.

A Joliot-Curie házaspár felfedezése nyomán tehát az ember az izotópoknak sokkal nagyobb számát állította elő, mint amennyi a természetben előfordul. Ilyen értelemben az ember felülmúlta a természetet, amelyben él. Igaz, hogy Joliot már annak idején rögtön felismerte azt, hogy nyilvánvalóan a világegyetem anyagának keletkezésekor átmenetileg az összes proton-neutron konfigurációk, számösszetételek létrejöhetnek, azonban mindazok, amelyek nem stabilisak, rájuk jellemző felezési idővel lebomlottak. A földtörténet több ezermillió éve során át csak a stabil izotópok maradhattak meg, valamint az a mintegy 12 természetes radioaktív izotóp, amelynek felezési ideje ezermillió években fejezhető ki.

A felfedezés egyik hatása a természettudományok fejlődésére a radioaktív nyomjelzés lehetőségeinek szinte határtalan kibővülésében jelentkezett. Hevesy György, a magyar származású Nobel-díjas kutató már 1913-ban felismerte a radioaktív izotópok nyomjelzőként való alkalmazásának lehetőségét, és ólom esetében alkalmazta is. A természetes radioaktív izotópok azonban nagyon nagy atomsúlyúak lévén, a nyomjelzés módszerét élettani, biológiai folyamatokban csak csekély mértékben lehetett alkalmazni. A mesterséges radioaktivitás felfedezésével a tudományos kutatásnak a periódusos rendszer úgyszólván összes elemeiből nyomjelzett atomok állnak rendelkezésére.

Beláthatatlan lehetőségek tárultak fel a kutatás előtt, különösen a biológiai és orvostudományokban. A radioaktív nyomjelzés egyedülálló módszer, amellyel olyan feladatokat lehet megoldani, amelyek más módszerekkel teljesen megoldhatatlanok voltak. Lényegében e területen nagy hazánkfíának, Hevesy Györgynek messze előrelátó jóslata teljesedett be. Radioaktív nyomjelzéssel megvizsgálhatjuk atomok helycseréjét, azaz kicserélődési folyamatokat kémiai azonos atomok között; hihetetlen mértékben finomíthatjuk vele egy nyomjelzett elem vagy vegyület meghatározására alkalmazható analitikai módszereket: figyelemmel kísérhetjük nyomjelzett

atomok segítségével az atomok vándorlását, akár a legbonyolultabb fizikai vagy kémiai rendszerekben, vagy éppen a még sokkal bonyolultabb élő szervezetekben. (Hevesy—Paneth 1938.)

Hogy milyen arányú kutatómunka indult meg a mesterséges radioaktív izotópok alkalmazása segítségével a különböző természettudományokban, csak nagyon durván jellemzi az e téren megjelent tudományos közlemények száma.

Az Egyesült Nemzetek által 1951-ben kiadott bibliográfia² 1950. évig közel 10 000 ilyen irányú tudományos közleményről számol be. Az 1951. évig további közel 4000 munkáról számol be az 1952-ben megjelent kiegészítő.³ Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó I. genfi nemzetközi értekezleten⁶ 280 közleményt ismertettek a mesterséges radioaktív izotópok és alkalmazásai tárgyköréből.

1957-ben az UNESCO védnöksége alatt egy nemzetközi kongresszus volt Párizsban a radioaktív izotópok alkalmazásáról a tudományban. Ezen a konferencián⁵ 220 közleményt ismertettek. A konferencián magam is részt vettem, és sajnálattal láttam, hogy sem Joliot professzor, sem Hevesy György professzor nem vettek részt a konferencia elnökségében.

Az 1958 őszen tartott, az atomenergia békés alkalmazásával foglalkozó II. genfi nemzetközi konferencia⁷ tárgysorozatán a mesterséges radioaktív izotópok és alkalmazásai tárgyköréből több mint 300 közlemény jelent meg, illetve van megjelenés alatt.

A mesterséges radioaktív izotópok széleskörű alkalmazást találtak a következő tudományok körében:

Fizika; kémia; élettan; biológia; geológia; orvostudomány (therápia és diagnosztika); archeológia; agrártudományok; műszaki tudományok stb.

Nem mint a legfontosabbat, de mint egyik érdekességet említem meg a C^{14} -es izotóppal való kormeghatározás módszerét, amelyik módszerrel Libby professzor az archeológia tudományát egzakt időpont meghatározási módszerrel ajándékozta meg.

Az ipar területén az izotópok alkalmazása nagy megtakarításokat és minőségi javulást eredményezett (pl. hengerelt fém és egyéb szalagok vastagságának mérése és szabályozása; kopási kísérletek az automobil-gyártásban stb.).

Számos alkalmazást találtak az izotópok az orvosi diagnosztika területén, amiből itt csak a pajzsmirigy-funkció vizsgálatát Jód¹³¹-es izotóppal említem meg.

Talán csalódást hoztak az izotópok a rák-therápiában. Gyökeresen új sikerről e betegség leküzdése területén alig beszélhetünk, azonban a Cobalt-60-as izotóp alkalmazása a rendkívül drága rádiumot tökéletesen helyettesíti. Olcsóságánál fogva lehetővé teszi, hogy mindenki, akit e szörnyű betegség sújt, részesülhessen korszerű kezelésben. A beteg kilátásai ugyanazok mint rádiumos kezelés esetén.

Az izotópok sugárzásának alkalmazásai értékes eredményeket hoztak a genetikában, egyes agrár növények nemesítése terén. Hasonló téren még sok újat várhatunk.

De ne feledkezzünk meg e kérdés árnyoldalairól sem. Az atombomba kísérletek hasadási termékei nagy mennyiségű radioaktív izotópot szórtak szét a légkörben. Az eddigi atombomba robbantási kísérletek összes felszabadult energiája kb. 65 millió tonna trinitrotoluollal egyenlő értékű. A szétszórta radioaktív izotópok mennyisége súlyban csupán pár ezer (kb. 1500) kilogramm. Ebből kb. 50 kg a rettegett Stroncium-90, amiből 25 kg még mindig a sztratoszférában lebeg, kb. 2,6 millió curie radioaktivitással. A Föld minden lakójának csontvázában — csecsemőtől az aggastyánig — mérhető a Sr-90 jelenléte, bár mennyisége rendkívül csekély, messze van még az aggályos mértékű felhalmozódástól.

Frederic Joliot-Curie már 1935-ben, a Nobel-díj átvétele alkalmával is sejtette a majd elkövetkezendő atomkorszak veszélyeit, amint beszédéből érezhető volt. Amikor az urán-maghasadás Hahn által történt felfedezése nyomán e korszak bekövetkezett, őszinte lelkiismerettel és egyéniségének egész dinamizmusával igyekezett a közvélemény előtt tudatosítani az atomkorszakban egy háború szörnyű veszélyét.

Halála előtt néhány héttel beszéltem vele, 1958 júliusában. Egy párizsi kongresszus alkalmával a Collège de France-ben levő intézetében

munkatársai előtt egy külön előadást tartottam azokról a neutrino-kísérletekről, amelyeket Csikai Gyula munkatársammal végeztem Debrecenben. Az előadáson nem volt ott, de amikor Orsay-i nagy új egyetemi kutató laboratóriumait feleségemmel együtt meglátogattuk, odajött hozzánk és a beszélgetés során örömmel láttam friss élénkségét, energiáját, látszólag helyreállt egészségi állapotát.

Sajnos, a látszat csalóka volt, alig néhány héttel ezután örökre elköltözött az élők sorából és a tudomány egy nagy kísérletes kutatóval lett újból szegényebb.

IRODALOM

¹ Un nouveau type de radioactivité, Note de Mme Irene Curie et M. F. Joliot. Comptes rendus, pp. 254–256, 1934. Séance du janvier 1934.

² An International Bibliography on Atomic Energy. Vol. 2. United Nations (New York) 1951.

³ An International Bibliography on Atomic Energy. Vol. 2. Supplement. United Nations, New York, 1952.

⁴ Willard F. Libby, Chemistry and the Atomic Nucleus. Amer. Journ. of Phys. Vol. 26, pp 526, Nov 1958.

⁵ Radioisotopes in Scientific Research (Proc. of the First (UNESCO) International Conference, Paris, 1957.) Ed.: Pergamon Press, London, 1958.

⁶ Proc. of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955. Ed. United Nations, New York, 1956. Vol. 10, 12, 14, 15.

⁷ Proc. of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. Ed. United Nations, New York, 1958. Vol. 19, 20, 24, 26, 27.

A termikusreaktorok fizikai elmélete III.

4. Véges sokszorozó rendszer kritikussága

A homogén rendszer

Az előző cikkben végtelen homogén rendszer kritikusságának feltételeivel foglalkoztunk, majd tárgyaltuk a neutronok térbeli bolyongásával kapcsolatos legfontosabb tudnivalókat. Most, eddigi ismereteinket felhasználva, rátérhetünk véges rendszerek kritikussági feltételeinek megállapítására.

Gondoljuk ismét át, mit értünk azon, hogy egy rendszer kritikus. Evvel kapcsolatban még a legelső cikkben azt mondtuk, hogy kritikus az a rendszer, amelybe neutronokat injektálva, majd a rendszert magárahagyva (azaz nem vive be újabb neutronokat) zérustól különböző stacionárius neutronsztint áll be. Ha az injektálás után a neutronsztint „lecseng”, akkor szubkritikus, ha a neutronsztint minden határon túl növekszik, akkor szuperkritikus rendszerrel van dolgunk.

A kritikus rendszer definíciója alapján feladtunk nyilvánvaló. Fel kell tételezni, hogy a rendszerben, amelynek kritikussági feltételeit meg akarjuk határozni, egy kezdeti neutronsűrűséget

hoztunk létre és meg kell vizsgálni, hogy milyen feltételek mellett fog zérustól különböző stacionárius szint beállni.

Számításainkat egy-csoport közelítésben a (3,5) egyenlet alapján fogjuk végezni. (3,5) szerint a termikus neutronfluxus a következő egyenletet elégíti ki:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \Delta \Phi - \Sigma_a \Phi + S(t, \vec{r}) \quad (4,1)$$

Itt D és Σ_a^* a termikus neutronokra vonatkozó diffúziós állandó, illetve befogási hatáskeresztmetszet, míg v a neutronok sebessége. Az $S(t, \vec{r})$ forrásfüggvény az \vec{r} pont körüli egységnyi térfogatban időegység alatt keletkező neutronok számát jelöli.*

* Nem szabad elfelejteni, hogy Σ_a -ban a moderátor magok által létesített abszorpció, valamint az üzemanyag hasadási és sugárzási befogása egyaránt tekintetbe van véve.

* Mivel egy-csoport közelítésben számolunk, azaz minden neutront termikusnak tekintünk, az itt szereplő forrásfüggvény nemcsak a keletkező termikus, hanem a keletkező összes neutron számát meg kell, hogy adja.

Részletezzük az $S(t, \vec{r})$ függvényt. A reaktorban a neutronok elsősorban hasadások révén keletkeznek. Mint tudjuk, az \vec{r} körüli egységnyi térfogatban időegység alatt befogódó neutronok száma: $\Sigma_a \Phi(t, \vec{r})$. Mivel az f termikus hasznosítási tényező annak valószínűségét fejezi ki, hogy ha egy termikus neutron befogódik, akkor az az üzemanyagba fogódik be és η az egy neutronnak az üzemanyagba való befogódásának következtében keletkező neutronok átlagszáma, az egységnyi idő alatt az \vec{r} körüli egységnyi térfogatban keletkező hasadási neutronok száma $\eta f \Sigma_a \Phi(t, \vec{r})$. Ha fenntartjuk annak lehetőségét, hogy a rendszerben egy külső pl. egy természetes neutronforrás is működik és az erre jellemző forrásfüggvényt $S_k(t, \vec{r})$ -el jelöljük, akkor

$$S(t, \vec{r}) = \Sigma_a \Phi(t, \vec{r}) \eta f + S_k(t, \vec{r}) \quad (4.2)$$

A (4.1) egyenletet természetesen a $\Phi(t, \vec{r}_h) = 0$ határfeltétel figyelembevételével kell megoldanunk. Itt \vec{r}_h az extrapolált határfelület tetszőleges pontjához húzott helyzetvektor.

Egy rendszer kritikussági feltételeit mármost úgy fogjuk megállapítani, hogy feltesszük, hogy ismerjük a kezdeti $\Phi(0, \vec{r})$ fluxuseloszlást és a (4.1) egyenletben $S_k(t, \vec{r}) = 0$ -t írva megvizsgáljuk, hogy milyen feltételek mellett létezik és különbözik zérustól a $\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi(t, \vec{r})$ határérték. Fejtsük mindenek előtt a $\Phi(t, \vec{r})$ függvényt egy, a határfeltétel teljesülését eleve biztosító teljes, ortogonális függvényrendszer szerint haladó sorba. Végezzük a kifejtést speciálisan a

$$\Delta \Phi_N + B_N^2 \Phi_N = 0 \quad (4.3)$$

egyenletnek a $\Phi_N(r_h) = 0$ határfeltételt kielégítő és különböző B_N^2 sajátértékekhez tartozó megoldásai szerint

$$\Phi(t, \vec{r}) = \sum_{N=1}^{\infty} a_N(t) \Phi_N(\vec{r}) \quad (4.4)$$

(4.4)-et (4.1)-be téve és (4.3)-at felhasználva az amplitudókra az

$$\frac{1}{v} \dot{a}_N = [-DB_N^2 + \Sigma_a(\eta f - 1)] a_N \quad (4.5)$$

egyenletet nyerjük. Innen

$$a_N(t) = a_N(0) e^{[-DB_N^2 + \Sigma_a(\eta f - 1)]vt} \quad (4.6)$$

Így

$$\Phi(t, \vec{r}) = \sum_{N=1}^{\infty} a_N(0) \Phi_N(\vec{r}) e^{[-DB_N^2 + \Sigma_a(\eta f - 1)]vt} \quad (4.7)$$

Ily módon $\Phi(t, \vec{r})$ meghatározását a (4.3) sajátérték probléma megoldására vezettük vissza. Ez utóbbi feladatot minden geometriára külön-külön el kell végezni. Lássuk az eredményeket néhány egyszerű esetben.

1. H vastagságú végtelen lemezreaktor*

$$B_N^2 = \left(\frac{N\pi}{H} \right)^2 ; N = 1, 3, \dots \quad (4.8)$$

(l. 4.1 ábra)

$$\Phi_N(x) = A \cos \frac{N\pi}{H} x \quad (4.9)$$

2. R sugarú gömreaktor.

$$B_N^2 = \left(\frac{N\pi}{R} \right)^2 ; N = 1, 2, 3, \dots \quad (4.10)$$

(l. 4.2 ábra)

$$\Phi_N(x) = \frac{A}{r} \sin \frac{N\pi}{R} r \quad (4.11)$$

3. a, b, c, élhosszúságú derékszögű paralelepipedon reaktor

$$B_{NKL}^2 = \left(\frac{N\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{K\pi}{b} \right)^2 + \left(\frac{L\pi}{c} \right)^2 ; N, K, L = 1, 3, \dots \quad (4.12)$$

(l. 4.3 ábra)

$$\Phi_{NKL}(x, y, z) = A \cos \frac{N\pi}{a} x \cos \frac{K\pi}{b} y \cos \frac{L\pi}{c} z \quad (4.13)$$

Vegyük ezután szemügyre (4.7)-et. Látjuk, hogy az egyes exponensekben vt együtthatójaként egy, a rendszer adataitól függő kifejezés áll (B_N^2 , mint a fenti speciális esetekben is látszik, a rendszer méreteitől, D, Σ_a , η , és f pedig a rendszer összetételétől függenek.) Tegyük most fel, hogy a rendszert éppen úgy méreteztük, hogy

$$-DB_1^2 + \Sigma_a(\eta f - 1) = 0 \quad (4.14)$$

azaz

$$B_1^2 = \frac{\Sigma_a(\eta f - 1)}{D} = \frac{\eta f - 1}{L_D^2} \quad (4.15)$$

teljesüljön. (Az utolsó átalakításnál (3.13)-at használtuk. L_D a közeg diffúzió hosszát jelöli.)

Ekkor (4.7)-ben az első tag időben állandó. A további tagok viselkedéséről könnyen informálódunk, ha megvizsgáljuk a fenti, egyszerű geometriákra vonatkozó eredményeket. Látjuk, hogy a (4.3) egyenlet sajátértékei monoton növekvő sorozatot alkotnak. A legkisebb mindig az $N=1$ indexhez tartozó sajátérték. Be lehet látni, hogy ez teljes általánosságban is így van. Így, ha a rendszert úgy terveztük, hogy (4.14) teljesüljön, a magasabb indexű sajátértékekre az exponensek egyre nagyobb abszolút értékű negatív számok lesznek és így az egynél magasabb indexű tagok egyre gyorsabban lecsengenek. Tehát, ha (4.14), illetve (4.15) igaz, akkor

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Phi(t, r) = a_1(0) \Phi_0(\vec{r}) \quad (4.16)$$

* A rendszer méretein most és a továbbiakban az extrapolált méretek értendők.

Ily módon a rendszerben egy kezdeti fluxus-eloszlást létrehozva, az $t \rightarrow \infty$ -re (a gyakorlatban persze igen rövid idő alatt) egy zérustól különböző stacionárius szintre áll be. Levonhatjuk a következtetést, hogy (4,15) egy véges homogén rendszer kritikusságának feltétele.

Ha a rendszer méreteit és összetételét úgy választjuk meg, hogy (4,15) helyett $B_1^2 > \frac{\eta f - 1}{L_D^2}$

teljesüljön, akkor a (4,7)-ben szereplő összes exponensek negatívak lesznek. A fluxus $t \rightarrow \infty$ -re zérussá válik, tehát a rendszer szubkritikus. Ha $B_1^2 < \frac{\eta f - 1}{L_D^2}$, akkor (4,7)-ben az első exponens

pozitív, tehát $t \rightarrow \infty$ -re végtelenné válik. (A következő tagok exponensei egyre kisebb pozitív értékeket vesznek fel, míg egy N értéktől kezdve negatív exponensű tagok nem következnek.) Ily módon nem áll be stacionárius állapot, a láncreakció divergál, a rendszer szuperkritikus.

A (4,15) kritikussági feltétel levezetésénél elhanyagoltuk a lelassulás folyamatát. Az így elkövetett hibát némileg korrigálhatjuk, ha meggondoljuk, hogy az ηf szorzat nem más, mint a $k\infty$ tényező abban az esetben, mikor a lassítási folyamatot nem vesszük figyelembe, azaz a p és ε faktorok egynek vehetők. (Lásd a (2,2) formulát.) Ugyanígy az L_D diffúzió hossz sem más, mint a közeg L_M migráció hossza, ha a lelassulással párosult bolyongás folyamatától eltekintünk. Ily módon várható, hogyha (4,15)-ben a rendszer egyes anyagi jellemzői helyébe a lassítást is figyelembe vevő analógjait írjuk, a közelítés némileg javulni fog. Ezek alapján a (4,15) kritikussági feltételnek a lassítás folyamatát is bizonyos fokig tekintetbe vevő alakja

$$B_1^2 = \frac{K_\infty - 1}{L_M^2} \quad (4,17)$$

B_1^2 csak a rendszer geometriai tulajdonságaitól függ. (A méretekkel fordítva arányos.) $\frac{K_\infty - 1}{L_M^2}$

csak a rendszer összetételére jellemző. (4,17) segítségével meg tudjuk mondani, hogy adott összetétel esetén milyen alakú és méretű rendszer, illetve rendszerek, mert általában többféle lehetőség van) tehetők kritikussá. A fordított kérdésre szintén (4,17) alapján nyerhetünk választ. Látható, hogy valamely véges rendszer kritikussági feltételeinek megállapításához először a megfelelő végtelen rendszer sokszorozási tényezőjének számítására van szükség.

(4,17) ilyen alakban is írható:

$$\frac{K_\infty}{1 + B_1^2 L_M^2} = 1. \quad (4,18)$$

Ezt egyrészt összevetve avval, hogy mint az első cikkben láttuk

$$K = K_\infty \cdot P. \quad (4,19)$$

ahol K a rendszer sokszorozási tényezője és P a kiszökés elkerülésének valószínűsége, másrészt figyelembe véve, hogy kritikus esetben $K = 1$ azt nyerjük, hogy a kritikus állapot közelében.

$$P = \frac{1}{1 + B_1^2 L_M^2}. \quad (4,20)$$

Egy kritikus rendszerben uralkodó stacionárius fluxuseloszlást (4,16) szolgáltatja. Mivel (4,3) sajátfüggvényei egy állandó szorzó erejéig határozatlanok, a kritikus rendszerben uralkodó fluxuseloszlás alakja határozott, de nagysága nem. Egy kritikus rendszerrel elvileg tetszőlegesen magas neutron szintre beállhatunk. Ennek csak a hőmérséklet növekedése szab határt.

Érdeemes megnézni, hogy mi történik, ha egy kritikus rendszerbe pl. egy stacionárius külső neutronforrást viszünk. Ekkor (4,2)-ben a hasadásoktól származó rész mellett, a külső időtől független forrásra jellemző $S_K(\vec{r})$ tag is szerepel. Fejtsük ezt is sorba a $\varphi_N(\vec{r})$ -ek szerint.

$$S_K(\vec{r}) = \sum_{N=1}^{\infty} S_{KN} \varphi_N(\vec{r}). \quad (4,21)$$

A fluxust a (4,4) sor alakjában keresve az $a_N(t)$ együtthatókra ismét egy differenciálegyenletet kapunk, melyet megoldva az adódik, hogy

$$a_N(t) = a_N(0) e^{[-DB_N^2 + \sum_a(\eta f - 1)]vt} + S_{KN} v \int_0^t e^{[-DB_N^2 + \sum_a(\eta f - 1)]vt} dt. \quad (4,22)$$

Ha most (4,14) teljesül, azaz a rendszer kritikus, akkor (4,22) első tagja $t \rightarrow \infty$ -re eltűnik, ha $N > 1$ és $a_N(0)$ ha $N = 1$. A második tag az első esetben egy véges értékhez, a másodikban pedig végtelenhez tart. Tehát egy kritikus rendszerbe stacionárius neutronforrást vevé, a rendszer „megszabad”. Ugyanígy meg lehet mutatni, hogy egy szubkritikus rendszerbe megfelelő erősségű neutronforrást, illetve szuperkritikus rendszerbe megfelelő abszorbenst helyezve, a neutronszint állandósága biztosítható.

Eredményeinket felhasználva, visszatérhetünk egy, még első cikkünkbe felvetett problémára. Itt elmondtuk, hogy valamely rendszer kritikusságának egyik szokásos definíciója az, hogy kritikus az a rendszer, amelynek k sokszorozási tényezője eggyel egyenlő. Megjegyeztük, hogy ez a definíció további vizsgálatra szorul.

A K azt adja meg, hogy egy neutron „generáció” élettartama alatt hányszorosára növekszik egy rendszer termikus neutronjainak száma ezért a $K = 1$ azt jelenti, hogy a termikus neutronszint a rendszerben állandó. Ha tehát egy kritikus rendszerben k szükségképpen eggyel volna egyenlő, akkor ez azt jelentené, hogy egy kezdeti neutronszintet létrehozva, annak már az első pillanattól kezdve fenn kellene maradnia. (4,7) és (4,16) világosan mutatják, hogy nem ez a helyzet. Ezt azonnal belátjuk, ha meggondoljuk, hogy a kezdeti $\varphi(0, \vec{r})$ eloszlás $\varphi_N(\vec{r})$ szerinti sorában általában igen sok tag

szerepel és a (4,16) stacionárius fluxuselozslásban ezek közül csak az első marad meg. Így a kezdeti neutrons szám általában nem marad fenn, a láncreakció beindítását közvetlenül követő kis időszakban a sokszorozási tényező kritikus rendszerben sem egy. Ez azt mutatja, hogy a kritikusság fogalmának a K sokszorozási tényezővel adott szokásos definíciója nem teljesen egzak. Ez a definíció akkor lenne helyes, ha a fluxus (4,7) kifejezése nem tartalmazna felharmonikusokat. Ekkor kritikus rendszerben valóban $K = 1$, szub-, illetve szuperkritikus rendszerben $K \geq 1$ teljesülne. Meg kell azonban azt is mondani, hogy a gyakorlatban az alapharmonikus a láncreakció beindításától számított igen kis időn belül dominálóná válik, és így a kritikusságnak a K sokszorozási tényezővel történő definíciója, ha elvileg támadható is, gyakorlati célokra teljesen megfelel.

A heterogén rendszer.

A heterogén rendszerben a fűtőanyag rudak formájában van a moderátorba ágyazva. A fűtőanyag- (üzemanyag) rudakat blokkoknak is nevezik.

Vizsgáljuk meg kvalitatíve, hogy vajon egy heterogén rács k_{∞} -je nagyobb-e, mint az ugyanolyan összetételű homogén elegy.

A négyfaktor formula η -ja csak az alkalmazott fűtőanyag dúsítási fokától függ és így a különbség csak a többi három tényezőtől származhat. Mint-hogy ϵ a gyors, p a rezonancia energiájú, f pedig a termikus neutronok „viselkedésétől” függ, célszerű e három neutronsűrűség görbáját felvázolni egy fűtőanyagblokkban és környékén (4,5 ábra).

Vizsgáljuk meg tehát, hogyan módosul a végtelen heterogén rácsban ϵ , p és f a végtelen homogén rendszerhez képest.

1. A 4,5 ábra Φ_g görbéje a gyors neutronok fluxuselosztását mutatja, azaz arányos a megfelelő helyen található gyors neutronok számával stacionárius fluxuselozslás esetén. Gyors neutronok csak a blokkban keletkeznek, a blokkot körülvevő moderátorban viszont a lelassulás következtében számuk gyorsan csökken. A gyors neutronok száma a blokk középvonalától a szélek felé nő. Ez a gyors neutronokkal történő sokszorozás következménye. A blokk belsejében keletkező hasadási neutronoknak ugyanis jelentős utat kell a blokkban megtenniök, mielőtt a moderátorba jutnak. Eközben energiájuk 2 MeV körül van, s mivel a blokkban csak nehéz atommagok vannak, a blokkon belül alig változik. A kb. 2 MeV energia elég ahhoz, hogy a neutron a U^{238} magokat hasítsa s mivel a blokk szinte tiszta U^{238} -ból áll, ez gyakran be is következik. E hasítások eredményeképpen újabb neutronok jutnak a rendszerbe. Ezért nő Φ_g a blokk szélei felé, s ezért lesz a heterogén reaktorra $\epsilon > 1$. Arról, hogy homogén rendszernél $\epsilon = 1$, már volt szó.

2. A 4,5 ábra Φ_r görbéje a rezonancia energiájú neutronok fluxuselosztását mutatja. A blokkon kívül a rezonancianeutronok eloszlása egyenletes. A gyors neutronok ui. csak sok ütközés után válnak rezonancia-energiájúvá, s ezalatt egyenletesen eloszolnak a moderátorban. A blokkban a rezonancia-neutronok szinte tiszta U^{238} -al találják magukat szemben, s ezért nagy valószínűséggel abszorbeálódnak, olyannyira, hogy a blokk belse-

jében Φ_r gyakorlatilag zérus. Ily módon a blokk belsejében levő U^{238} magok nem vesznek részt a rezonanciabefogásban, más szóval a káros rezonancia-abszorpciót okozó U^{238} magok száma a heterogén reaktorban valójában kisebb, mint az ugyanolyan összetételű (tehát egységnyi térfogatra számítva ugyanannyi U^{238} magot tartalmazó) homogén rendszerben. A blokk felületi rétegeinek árnyékoló hatása következtében tehát a heterogén rácsban a rezonanciabefogás elkerülésének valószínűsége nagyobb, mint a megfelelő homogén rendszerben.

3. A termikus neutronok Φ_t fluxusának eloszlása hasonló a rezonancianeutronok eloszlásához. A moderátorban a fluxuselozslás még egyenletesebb, a blokkban viszont lényegesen kevésbé csökken le, mert a termikus neutronokat lényegében csak a 235-ös izotóp abszorbeálja s ráadásul kisebb hatáskeresztmetszettel, mint a 238-as izotóp a rezonancianeutronokat. A termikus neutron-elozslás szempontjából a heterogén rács abban különbözik tehát a végtelen homogén rendszertől, hogy míg az utóbbiban a fűtőanyagra és a moderátorra vonatkozólag a fluxus egyforma, addig az előbbiben a fűtőanyagban a fluxus némileg kisebb, mint a moderátorban. Minthogy az időegység alatt történő abszorpciók száma a fluxussal arányos, ezért a heterogén rácsnál a fűtőanyagban történő minden egyes abszorpcióra némileg több abszorpció jut a moderátorban, mint a hasonló összetételű homogén rendszerrel. Az utóbbinál tehát az f termikus hasznosítási tényező valamivel nagyobb.

Összefoglalva: a heterogén rácsnál ϵ és p nagyobb, f pedig kisebb, mint az azonos összetételű homogén rendszerrel. Ha számításokat végzünk azt tapasztaljuk, hogy e három effektus közül p megnövekedése a döntő, azaz az ϵpf szorzat a heterogén reaktorban nagyobb. E szorzat megnövekedése elegendő ahhoz, hogy lehetővé tegye heterogén reaktor építését természetes urán blokk és grafit moderátor felhasználásával.

A heterogén reaktor kritikussági számítása ugyanolyan lépésekben történhet, mint a homogén reaktoré. A négyfaktor formula segítségével kiszámíthatjuk K_{∞} -t, majd a P szűkös elkerülésének valószínűsége felhasználásával k -t. A kritikusság feltétele $K = 1$.

A négyfaktor formula egyes tényezőinek kiszámítása (η kivételével) azonban a heterogén rácsra lényegesen nehezebb, mint homogén rendszerre. Ennek oka az, hogy míg a homogén rendszerben a stacionárius fluxuselozslás egyenletes, addig a heterogén rácsban erősen helyfüggő (l. 4,5 ábra). Az ebből származó bonyodalom legegyszerűbben f számításakor látható be. Általános meghatározás szerint

$$f = \frac{\sum_U \bar{\Phi}_U}{\sum_U \bar{\Phi}_U + \sum_M \bar{\Phi}_M}$$

ahol az U index a fűtőanyagra, M pedig a moderátorra vonatkozik. A fluxusoknál a felülhúzás

átlagképzést jelent. A homogén rendszerénél $\bar{\Phi}_U = \Phi_M$ és ezért

$$f_{\text{hom}} = \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_M}$$

A 4.5. ábra Φ_i görbéjéből látszik, hogy a heterogén rácsnál $\bar{\Phi}_U < \bar{\Phi}_M$, azaz

$$\begin{aligned} f_{\text{het}} &= \frac{\Sigma_U \bar{\Phi}_U}{\Sigma_U \bar{\Phi}_U + \Sigma_M \bar{\Phi}_M} = \\ &= \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_M \frac{\bar{\Phi}_M}{\bar{\Phi}_U}} < \frac{\Sigma_U}{\Sigma_U + \Sigma_M} = f_{\text{hom}} \end{aligned}$$

Innen egyrészt újra tapasztaljuk, hogy $f_{\text{het}} < f_{\text{hom}}$, másrészt látjuk, hogy f_{het} számításához a $\bar{\Phi}_M/\bar{\Phi}_U$ mennyiség ismerete szükséges. Ennek kiszámítását csak a fluxuselozslás ismeretében végezhetjük el, ez utóbbi viszont a diffúzióegyenlettel kapcsolatos peremértékprobléma megoldása.

Az ϵ , f és p számítását megkönnyíti az a tény, hogy a végtelen heterogén rács felépíthető egy elemének ismétlése útján. Ennek az ún. reaktorelemnek az alakja a rácselrendezéstől függ és a 4.4 a) b) ábrán szaggatott vonallal van feltüntetve. A fluxuselozslás minden reaktorelemben ugyanaz, s ezért ϵ , p és f számítása egyetlen reaktorelem figyelembevételével végezhető el. A rács végtelen volta a reaktorelem felszínén kitűzött határfeltétellel vehető figyelembe, ha megköveteljük, hogy a reaktorelem oldalfelületén a neutronok áramsűrűsége zérus legyen. Ez a határfeltétel a szomszédos reaktorelemek ekvivalenciáját fejezi ki.

Ez a módszer elég egyszerűen alkalmazható f számításánál, ha a diffúzióelméletet és az egy csoport-közelítést alkalmazzuk. Az f -re így kaphatók közelítő képletek. A p számításánál az egy csoport módszer azonban már elvileg sem alkalmazható, mert éppen a lelassulás folyamata az, ami meghatározza p nagyságát. Ezért a heterogén reaktorban p -t a homogén reaktornál használt

$$p = e^{-\frac{N_0 I}{\xi \Sigma_s}}$$

képlettel számolják, és az I rezonancia integrál meghatározására az

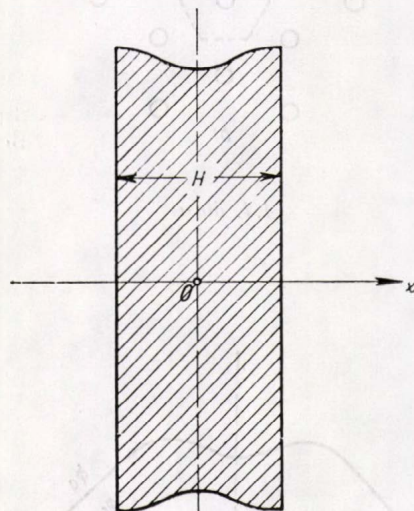
$$I = 9,25 + 24,7 \frac{S}{M}$$

empirikus összefüggést használják (homogén rendszerénél az I -t táblázatból kapjuk), ahol S a blokk oldalfelülete cm^2 -ben, M pedig a tömege g-ban.

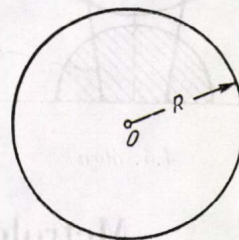
A p szökési elkerülés valószínűségének számítása a kisméretű heterogén reaktornál igen komplikált. Ha viszont nagy reaktorról van szó, akkor belátható, hogy a heterogén reaktorban a fluxuselozslás lényegében ugyanaz lesz, mint a homogén reaktorban, tehát (a felharmonikusokat nem véve figyelembe) koszinuszos. A homogén reaktornál

szemben a különbség csak annyi, hogy a rudak helyén a fluxus kissé lecsökken (1.4.5 ábrán a Φ_i görbe), tehát a koszinuszos elozslás kissé „csipkézett” lesz. Ez azonban a neutronok kiszökése szempontjából lényegtelen különbség, és így a nagyméretű heterogén reaktorok esetében p ugyanúgy számítható, mint a homogén reaktornál. (1.4.20 képlet.)

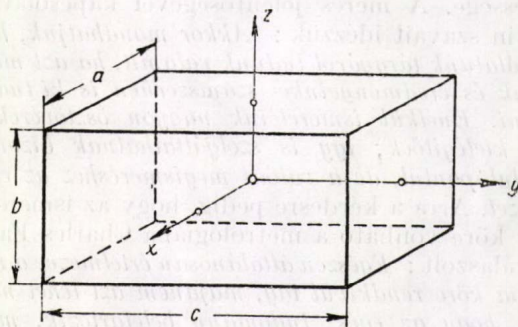
Látjuk tehát, hogy egy heterogén reaktor K -ja nagyobb, mint az azonos összetételű homogén reaktoré. Emellett a heterogén rendszer általában technikailag is előnyösebb a homogénénél (az előbbiben például a fűtőanyag bármikor könnyen elkülöníthető a moderátorból, míg az utóbbiban nem). Ezért a gyakorlatban általánosabb a heterogén reaktor használata.



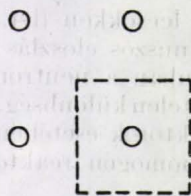
4.1. ábra.



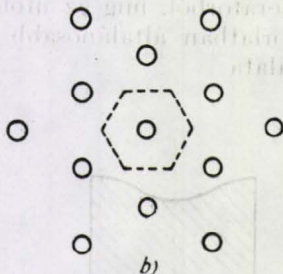
4.2. ábra



4.3. ábra

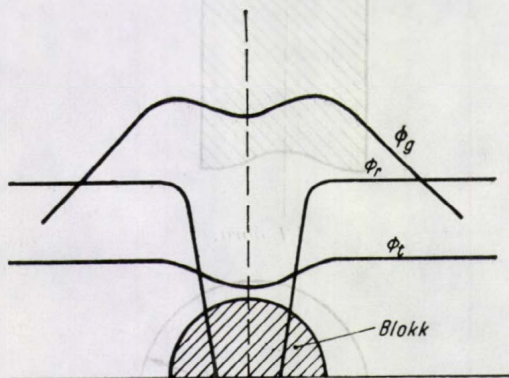


a)



b)

4.4. ábra



4.5. ábra

A kritikus méretek kísérleti meghatározása

A kritikus méretek és a kritikus tömeg kísérleti meghatározására két alapvető eljárás ismeretes.

1. Az első az angol nyelvű irodalomban „critical assembly” néven ismert eljárás. Ennek lényege a következő: Építenek egy olyan rendszert, mely minden bizonnyal szubkritikus és összetétele azonos annak a rendszernek az összetételével, melynek kritikus tömegét kívánják meghatározni. A rendszert olyan módon készítik el, hogy az a moderátor és üzemanyag megfelelő arányban történő hozzáadásával fokozatosan kritikussá tehető legyen.

A szubkritikus kiindulási rendszerbe neutronforrást és ettől bizonyos távolságra neutrondetektort helyeznek el. A rendszerben levő fűtőanyag megsokszorozza a forrás által kibocsátott neutronok számát. A neutronsokszorozás mértéke nyilván a neutrondetektor által a fűtőanyag jelenlétében és anélkül mért másodpercenkénti beütésszám hányada. Jelöljük ezt α -val. Ha most a rendszer tömegét növeljük a fűtőanyag és moderátor megfelelő hozzáadásával, akkor α nő. Fentebb már láttuk, hogy ha kritikus rendszerbe külső forrást helyezünk, a fluxus minden határon túl növekszik, ezért a kritikus méretekhez való közeledést α gyors növekedése jelzi.

A gyakorlatban az $1/\alpha$ mennyiséget tüntetik fel a rendszerben levő fűtőanyag tömegének függvényében. Ekkor ugyanis a kritikus tömeget megkaphatjuk anélkül, hogy a rendszert teljesen kritikussá tennénk, és pedig az $1/\alpha$ -nak zérushoz történő extrapolálása útján.

Ez a módszer alkalmazható mind homogén, mind heterogén rendszer kritikus adatainak meghatározására. A heterogén rendszerrel ez különösen egyszerű, ui. elegendő a fűtőanyag blokkokat egymás után behelyezni a moderátorban a megfelelő rácpontokba, és például a behelyezett rudak számának függvényében feltüntetni az $1/\alpha$ mennyiséget.

2. Az „exponenciális prizma” néven ismert módszer alkalmazása esetén készítenek egy nem túl kicsiny prizma alakú szubkritikus rendszert, természetesen megint a megfelelő összetételben. A prizma alaplapja alatt neutronforrást helyeznek el, és mérik a fluxuseloszlást a prizma belsejében. A forrástól és a felületektől elég távol a fluxus jó közelítéssel kielégíti a 4,3 egyenletet. Ha az ennek az egyenletnek a megoldását képező fluxuseloszlást és a mért eloszlást összevetjük, akkor innen megkaphatjuk P_1^2 értéket, amiből a 4,8; 4,10 és 4,12 képletek felhasználásával a kritikus méretet kiszámíthatjuk.

Megjegyezzük, hogy e két módszer közül az első a közvetlenebb és a pontosabb, de ugyanakkor veszélyesebb, mert a vizsgált rendszert a kísérlet során kritikussá vagy majdnem kritikussá kell tenni.

HRASKÓ PÉTER — KOSÁLY GYÖRGY

MTA Központi Fizikai Kutató Intézete.

(Folytatása következik)

Metrológiai alapfogalmak tisztázása

Metrológia a mérésekre vonatkozó ismeretek összessége. A mérés jelentőségével kapcsolatban Kelvin szavait idézzük: *Akkor mondhatjuk, hogy vizsgálatunk tárgyáról tudunk valamit, ha azt mérni tudjuk és eredményeinket számszerűen is ki tudjuk fejezni. Enélkül ismereteink nagyon ösztövérek és nem kielégítőek; így is szolgáltathatnak bizonyos kiindulópontul, de a valódi megismeréshez az előző út vezet.* Arra a kérdésre pedig, hogy az ismeretek mely köre vonható a metrológiába Charles Fabry így válaszolt: *Egészen általánosan értelmezve a metrológia köre rendkívül tág, majdnem azt lehet mondani, hogy az egész tudomány beletartozik, mivel tudásnak csak azt nevezhetjük, amit számokkal ki*

tudunk fejezni. Ezek a felismerések magukban is megindokolják, hogy a mérésekre vonatkozó alapismereteinket minél inkább tisztázzuk. A külföldi irodalomban körülnézve azt látjuk, hogy a fejlettebb országokban jól kidolgozott szabványokba foglalták össze a legfontosabb alapfogalmak meghatározásait. Megemlítjük a német DIN 1319—1942., a szovjet GOSZT 3951—47., a francia NF X 06—001. 1948. és NF X 07—001. 1955., az angol BS 2643—1955. szabványokat. Emellett a folyóiratokban állandóan megjelenő közlemények azt mutatják, hogy a metrológiára vonatkozó egyes kérdések állandóan felszínen vannak [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Az 1958-ban elkészült, Metrológiai alapfogalmak című, MSz 18200 számú magyar szabvány korszerűen foglalja össze a legfontosabb fogalmakat. A szabvány szakkifejezései mindennemű sokszorosított kiadványra, elsősorban tankönyvre, műszaki közleményre kötelezőek, a tudományos kutatás területén ajánlottak. Az alábbiakban ismertetjük.

A metrológia három részterületet foglal magába: mérés technikát, műszertechnikát és mérésügyet. A mérés technika azokat az ismereteket és módszereket tartalmazza, amelyekkel valamely természeti jelenség vagy test tulajdonságához számszerű adatot határozunk meg.

Erre a célra szükséges eszközök előállítását a műszertechnika feladata. A mérések végrehajtásához országos és nemzetközi viszonylatban egységes mértékegységekre van szükség, az ezt biztosító tudományos, műszaki, jogi és igazgatási ismeretek összessége a mérésügy. Az elmúlt években a metrológia itt meghatározott fogalomkörére szokás volt a mérés technika kifejezést használni. A műszerezés nagymértékű fejlődés következtében a mérés technikából egy önálló tudományág vált ki: a műszertechnika [7]. A mérésügy szintén pontosan körülhatárolható terület. Ezért vált szükségessé a metrológia gyűjtőfogalom bevezetése.

A mérés az a tevékenység, amellyel valamely *mérendő tárgyhoz* egy fizikai mennyiséget, a *mérendő mennyiséget* határozunk meg. A *mérés szám* mondja meg, hogy az egységül választott mennyiség, a *mértékegység*, hányszor van meg a *mérendő mennyiségben*. A *mérési módszer* azoknak az elveknek az összessége, amelyek szerint a mérést véghezvük. Ettől meg kell különböztetni a *mérési eljárást*, amely a szükséges mérőberendezést, az észlelést végző személy tevékenységét és a mérési módszert foglalja magába. A mérési eljárásra jellemző a szórás.

A méréshez használt eszközöket és készülékeket összefoglalóan *mérőeszközöknek* nevezzük. Két nagy csoportra oszlanak: a *mértékek* valamely fizikai mennyiség meghatározott értékét maradandóan megtestesítik vagy képesek azt létrehozni, ilyenek a méterrúd, a normállenállás, a beállító idomszer, a mértékhasáb stb.; a *mérőműszerek* segítségével valamely *mérendő mennyiség* több értékét lehet számszerűen meghatározni, ide tartoznak a mérleg, a villamos mutatós műszerek, a libella, a tolómérce stb.

Ugyanazon fizikai mennyiség mérésére különböző teljesítőképességű műszereink vannak, de egy megadott mérőeszköz teljesítőképessége is bizonyos idő elteltével megváltozhat. Ezen tulajdonság megállapítására, illetve ellenőrzésére különféle mérőeszköz-típusok vannak. Aszerint, hogy nemzetközi vagy országos egységesítést szolgálnak *nemzetközi*-, illetve *országos alapmértékekről* beszélünk. Az első csoportba tartozik a Párizsban őrzött méter-, illetve kilogramm-alapmérték; a másodikba pl. a nemzetközi méter-alapmérték 14. számú másolata, amely a magyarországi mérés alapja. A termelésben, fejlesztési- és kutató

munkában *használati mérőeszközökkel* mérnek. A termelésben a gyártmányok ellenőrzése az *ellenőrző mérőeszközökkel* történik. A *felülvizsgáló mérőeszközök* a két utóbbi csoportba tartozó mérőeszközök pontosságának meghatározására szolgálnak.

A mérőműszerek szerkezeti jellemzői közül az egymáshoz képest elmozdulni tudó *index* és *skála* segítségével történik egy szám a *leolvasott érték* meghatározására. Gyakran, így pl. a több mérés-határú műszereknél a leolvasott értéket a *skála-állandóval* meg kell szorozni, hogy a *mért értéket* megkapjuk. Természetesen előfordul, hogy a leolvasott érték közvetlenül a mért érték. A mért érték még tartalmazza a rendszeres hibákat. A skála lehet: beosztásos, számjegyes és digitális. A *beosztásos skálán* egyenes vagy görbe vonal mentén megfelelő számozással ellátott osztásjelek vannak, pl. a mutatós villamos műszerek. A *számjegyes skála* egy- vagy több, sík vagy térbeli felületen elhelyezett számjegyek összessége, amely a leolvasott értéket közvetlenül úgy adja meg számjegyekben, hogy az utolsó számjegynél becslési lehetőség van. Ilyen a gáz- és villamos fogyasztásmérők skálái. A *digitális skála* a legújabb típusú műszerekben található, a számjegyes skálától döntően abban különbözik, hogy a leolvasott számjegyek változása ugrásszerűen következik be és az utolsó jegynél sincs becslési lehetőség. *Jelzési tartomány* a skála egész terjedelme. Vannak mérőműszerek, amelyeknél a jelzési tartománynak csak egyes szakaszán (szakaszain) kaphatunk megadott hibájú leolvasott értéket, ez a mérőműszer *mérési tartománya*, két szélső értéke az *alsó* és *felső mérési határ*. Vannak mérőműszerek, pl. szélességmérő, amelyek csak a *mérendő mennyiség* egy meghatározott legkisebb értékétől kezdve működnek, ezt nevezzük *indulási értéknek*.

Már említettük, hogy a mérőeszközök teljesítőképesség szempontjából különböznek egymástól. Az alábbi jellemzők a mérőeszközök metrológiai szempontból való megkülönböztetésére szolgálnak. *Érzékenység* az a hányados, amelynek számlálója a leolvasott érték változása, nevezője pedig a *mérendő mennyiségnek* ezt előidéző változása. *Mozgékonyosság* a *mérendő mennyiségnek* az a legkisebb változása, amely a leolvasott mennyiségnek észrevehető megváltozását hozza létre. *Reprodukáló képesség* az a tulajdonság, hogy a mérőműszerrel ugyanazon *mérendő mennyiséget* hosszabb időtartamon belül többször mérve a leolvasott értékek egymástól csak meghatározott értéken belül térnek el. *Állékonyság* az a tulajdonság, hogy a mérőműszerrel ugyanazon *mérendő mennyiséget* huzamosabb ideig mérve a leolvasott értékek egymástól csak megadott értékkel térnek el. *Pontosság* az a tulajdonság, hogy a mérőműszerrel a *mérendő mennyiség* számára meghatározott mért értékek a helyes értéktől csak megadott értékkel térnek el.

A *mérendő mennyiséghez* tartozó mért értékeket számos tényező (hőmérséklet, külső villamos térerősség stb.) megváltoztathatja, ezeket *befolyásoló mennyiségeknek* nevezzük. A *referencia feltéte-*

lek azok a külső körülmények, amelyeket meg kell tartani, hogy valamely mérőeszköz hibáját definiálni tudjuk. *Mért érték megváltozása* az a változás, amelyet a befolyásoló mennyiségek idéznek elő, ha nem a referencia feltételek között mérünk.

A referencia feltételek biztosítása esetén a mérőeszközön bizonyos állításokat és ellenőrző tevékenységet kell végrehajtani a helyes mérés érdekében. *Skálázáskor* a mérendő mennyiség ismert értékeihez hozzárendeljük a skálán az odatartozó osztásjeleket. *Pontositás* az a tevékenység, amikor a mérőeszköz bizonyos alkatrészein változtatásokat eszközölünk addig, amíg a mért értékeknek a helyes értékektől való eltérése a megengedett értékre csökken. Valamely mérőeszköz-típus csak akkor kerülhet gyártásra, ha egy vagy több darabján *típusvizsgálatot* végeztek és megállapították, hogy megfelelnek minden előírt lényeges követelménynek. Vannak olyan mérőeszközök, amelyeket csak az arra illetékes állami szerv, az Országos Mérésügyi Hivatal előírt időközönként elvégzett *hitelesítése* után szabad használni. A *mérőeszköz üzemi minősítésével* az üzem igazolja, hogy a mérőeszköz a vonatkozó előírásoknak megfelel.

Valamely mérendő fizikai mennyiséghez, megadott értelmezés szerint tartozik egy mérőszám: *a mérendő mennyiség valódi értéke*. Ennek értéke kísérletileg meg nem állapítható, tetszés szerinti pontossággal megközelíthető a *helyes értékkel*, amelyet elegendően sok egyes mérésből álló és a rendszeres hibáktól mentes *mérési sorozatból* kaphatunk. A mérési sorozat tagjainak (x_1, x_2, \dots, x_n) számtani középértéke adja meg a *mérési sorozat átlagát*:

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n}$$

ez a mérési sorozat valódi értéke számára megadható *legvalószínűbb érték*. A gyakorlatban viszonylag rövid, kevés számú egyes mérésből álló sorozataink vannak, ezért kellett a legvalószínűbb érték és a helyes érték között különbséget tennünk.

A mérendő mennyiséget tehát csak közelíteni tudjuk, a reá kapott mért értéket hibák terhelik. A *mérési hiba* a mért érték (x_i) és a helyes érték (\bar{x}) különbsége

$$H_i = x_i - \bar{x}.$$

A mérési hiba megismerése, forrásainak feltárása és értékének csökkentése a lehetőség határain belül, a metrológiai tevékenység legfontosabb, nem mindig eléggé méltányolt része.

Igen sok tényező okozhat mérési hibát. A méréshez vagy mértéket, vagy mérőműszert használunk, esetleg mindkettőt. *Etalonhibát* okoz az, ha a használt mérték névleges értéke a helyes értéktől eltér. A *mérőműszer hibája* többféle lehet: *skálahiba* esetén a skála osztásjelei nem a megfelelő helyen vannak; *nullahiba* áll fenn, ha a mérőműszer mozgó része, üzemben kívüli állapotban nem mindig ugyanarra a pontra tér vissza; *irányváltási különbségnek* azt a hibát nevezzük,

ha valamely mennyiség mért értéke kisebb érték felől megközelítve más, mint ha nagyobb érték felől közelítjük meg. A *mérési módszer hibája* abból adódik, hogy a módszer kidolgozása során tett feltételezések, végzett számítások, esetleges elhanyagolások a mért értékben nagyobb hibát okoznak, mint amit vártunk. Igen gyakran a mérendő mennyiség, vagy az azt hordozó tárgy geometriai méretei vagy egyéb jellemzői nem eléggé határozottak, ebből keletkeznek a *mérendő mennyiség okozta hibák*. A legtöbb mérésnél nem nélkülözhető egy vagy több személy közreműködése, az ő tevékenységük is nyomot hagyhat a mért értékben. Az észlelést végzők fizikai, szellemi és jellembeli tulajdonságai, pillanatnyi figyelmetlenségük vagy fáradtságuk miatt keletkeznek a *személyi hibák*. Ha az észlelő látóélessége nem megfelelő, *látáshiba* léphet fel; az egyes emberek becslési képessége különböző, ahol tehát ennek szerepe van a *becslési hibát* is tekintetbe kell venni; *parallaxis*-hiba lesz akkor, ha a mérőműszer osztásvonalait hordozó skála és az index nincsenek egy síkban és nincsen biztosítva, hogy az észlelés mindig ugyanabból az irányból történjék. A mérés környezetének a mérési eredményt befolyásoló hatását nevezzük *környezeti hibáknak*.

A felsorolt és egyéb forrásokból származó hibákat jellegük szerint három csoportra oszthatjuk. A *rendszeres hibák* nagysága és előjele a mérés folyamán állandó és meghatározható. Ellenkező előjellel vett értéküket *korrekciónak* nevezzük. A *véletlen hibák* nagysága és előjele is ingadozik a mérés folyamán, értékük meg nem határozható csak a *hibakorlátjukat* tudjuk megadni s azt, hogy milyen valószínűséggel fog ezen belül esni a véletlen hiba értéke. A *durva hibák* erős környezeti hatás vagy személyi tévedés következtében keletkeznek, megállapításukhoz az kell, hogy a hibaforrás kétséget kizáróan felismerhető legyen.

Rendszeres hibák meghatározása nagyobb pontosságú mérőműszerek segítségével történik. A véletlen hibák becsléséhez a *szórásnégyzetet* kell kiszámítani:

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2,$$

ahol x_i az $i = 1, 2, \dots, n$ mérésből álló mérési sorozat egyes mért értékei, \bar{x} a mérési sorozat átlaga. *Egyetlen mért érték hibakorlátja* a $\pm t \cdot s$ érték, ahol $s = \sqrt{s^2}$ a mérési eljárás szórása, a t értéke pedig a valószínűségi szint megválasztásától függ. Általános a $t = 3$ érték használata, amely 99,7% valószínűséget biztosít. *Mérési sorozat átlagának hibakorlátja*

$$\pm \frac{t \cdot s}{\sqrt{n}},$$

ahol n megmondja, hogy hány egyes mérésből állt a sorozat.

A mérési eljárás célja a mérendő mennyiséghez rendelhető *mérési eredmény* megállapítása. A mérési eredmény a mért értéknek (x) vagy mérési

sorozat esetén az átlagnak (\bar{x}) a rendszeres hibák összegével (H_r) javított és a hibakorláttal kiegészített értéke

$$X = x - H_r \pm t \cdot s, \text{ illetve}$$

$$X = \bar{x} - H_r \pm \frac{t \cdot s}{\sqrt{n}}.$$

A fenti kifejezésekben kettős előjellel szereplő tagokat a *mérési eredmény bizonytalanságának* nevezzük.

A fogalmaknak egy nyelven való tisztázása után nem kis problémát jelent a különböző nyelvű szakkifejezéseknek egyértelmű egymáshoz rendelése. Ebben segítséget nyújtanak a több nyelvű szógyűjtemények. Nincsen tudomásunk róla, hogy a metrológia területén ilyen készült volna. Ilyen irányú kezdeményezésnek lehet tekinteni azt az összeállítást, amely a magyar szabványban szereplő szakkifejezéseket és azok német-, illetve orosz nyelvű megfelelőit tartalmazza [8].

Lukács Gyula
Egyesült Izzó

IRODALOM

1. Berndt, Georg: Grundbegriffe der Messtechnik. ETZ-A **78** (1957) 190 p.
2. Weyerer, Hermann: Berücksichtigung der systematischen Fehler bei den Fehlerangaben von Messgrößen. Naturwissenschaften **43** (1956) 492 p.
3. Ebert, H.: Vom Fehler und seiner Bedeutung. Zeitschrift f. Instrumentenkunde **65** (1957) 14 p.
4. Berndt, Georg: Einheitliche Sprache in der Feinmesstechnik. Tagungsber. II. internat. Koll. d. Hochschule Ilmenau (1958) 11 p.
5. Padelt, Erna: Grundbegriffe der Messtechnik. Fein-gerätetechnik **7** (1958) 273 p.
6. Radovickij, V. P.: O tocsnoszti izmeritelnogo pribora. Izmeritelnaja tehnika (1957) 54 p.
7. Striker, György: A mérés technika a tudományok rendszerében. Mérés és Automatika **4** (1956) 289 p.
8. Dukáti Ferenc—Lukács Gyula: Metrológiai alapel- fogalmak magyar-, német- és orosz nyelven. Mérés és Automatika **7** (1959) 119 p.

Az atomenergia felhasználásának közeli perspektívái

Az utóbbi években az atomenergetika nagy fejlődésen ment keresztül. Az iparilag legfejlettebb országokban, a Szovjetunióban, Angliában és az Egyesült Államokban atomerőművek működnek. Számítani lehet rá, hogy egy-két évtizeden belül több ország energiatermelésének jelentős hányadát az atomenergia fogja fedezni. Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó második genfi konferencián számos ország tudósa tartott előadást az atomerőművek területén végzett kutatásokról, az első üzemi tapasztalatokról és a következő évek reális terveiről. Az elhangzott beszámolók szerint nemcsak nehéz magok hasadási energiájának ipari felhasználása terén tapasztalható nagy haladás, hanem jelentős lépések történtek a könnyű magok fúziójának felhasználása felé is.

A következőkben áttekintést adunk az atomerőművek jelen helyzetéről és a következő évek várható perspektíváiról a genfi előadások anyaga alapján.

A Szovjetunió atomenergetikai programját a Konferencián V. S. Jemljanov ismertette. Kifejtette, hogy bár a Szovjetunió területén nagyon sok szén, olaj, földgáz lelőhely és vízienergiaforrás van, mégis szükséges foglalkozniuk az atomenergia ipari felhasználásával is. Ennek oka egyrészt az energiakészlet területi megoszlása, másrészt az a tény, hogy a kémiai energiaforrások nagy része a vegyiparnak is fontos nyersanyaga, ezekkel tehát lehetőleg takarékoskodni kell.

Ezért az előzetes kutatómunka után, amely különösen a fűtőelemek élettartamának és az előállításukhoz szükséges nyersanyagoknak vizsgálatára terjedt ki, sor kerülhetett a Szovjetunióban

az atomenergia szabályozott felszabadításának gyakorlati megvalósítására. Ezt a munkát nagyban elősegítették a több mint négy éve hibamentesen működő első szovjet atomerőmű üzemi tapasztalatai. Így a következő lépés a természetes, illetve dúsított uránt felhasználó ipari atomerőművek építése, hogy az ezek üzemeltetésénél szerzett tapasztalatok alapján a fejlesztés helyes irányvonalait kijelölhessék.

Az atomerőművek gazdaságossága a fűtőelemek élettartamának növekedésével és a gőz nyomásának és hőmérsékletének növekedésével emelkedik. Így a reaktorok fűtőelemeinek nagy neutronfluxus mellett magas hőmérsékletet kell kibíriuk hosszú időn keresztül. Ilyen fűtőelemek kiválasztására és laboratóriumi méretekben való kipróbálására hosszantartó vizsgálatok folytak.

A tervezés vagy építés alatt álló atomerőművek többségében közönséges víz fog moderátorul és hűtőközegül szolgálni. Az itt nyert tapasztalatokat felhasználva valószínűleg lehetséges lesz majd a fejlődő gőzt közvetlenül a turbinákba vezetni, ami feleslegessé tenné a közbeiktatott gőzfejlesztőket. Ilyen kísérleti reaktort az Uralban fognak felépíteni, elektromos teljesítménye 400 MW lesz.

Homogén atomreaktorok működésének vizsgálatára a Volga térségében épül egy nehézvízben oldott vagy szuszpendált urániummal működő, 35 MW hőteljesítményű reaktor. A folyékony nátrium hűtésű reaktorok alkalmazhatóságát is vizsgálni fogják egy 50 MW elektromos teljesítményű reaktoron.

Négy év óta működnek a Szovjetunióban gyorsreaktorok is. A második ezek közül plutó-

niumfűtésű és higanyhűtésű, 100 kW hőteljesítményű. 1958-ban 5000 kW teljesítményű gyorsreaktor indult, szintén plutónium fűtéssel, nátrium hűtéssel. Ez a reaktor főleg a gyorsreaktorokkal kapcsolatos fizikai és hőtechnikai vizsgálatokra szolgál. Az itt szerzett tapasztalatok alapján egy 50 MW és egy 250 MW elektromos teljesítményű gyorsreaktor fog épülni.

Ezekén kívül több, kísérleti célokra szolgáló reaktor is épül, pl. fűtőelemek stabilitásának tanulmányozására, a szokásosnál nagyobb neutronfluxussal, ami a kísérleti munkát nagy mértékben meggyorsítja.

Vizsgálatok folynak ezen kívül szállítható erőműtípusok kifejlesztése érdekében. Egy ilyen, 2000 kW elektromos teljesítményű típus már befejezés előtt áll, ezeket főleg új ipari településeken fogják felhasználni.

A termonukleáris reakciók szabályozásának problémája hosszú idő óta foglalkoztatja a Szovjetunió tudósait, erről tanúskodik az ilyen tárgykörben eddig végzett mintegy száz vizsgálat. Ezeket a vizsgálatokat nagy teljesítményű kísérleti berendezéseken végezték el.

A szovjet tudósok véleménye szerint az első termonukleáris reaktorok valószínűleg deutérium-trícium keverékekkel, a későbbi típusok tiszta deutériummal fognak működni. A fűzős reaktorok alkalmazása lehetővé tenné az óceánok vízében rejlő energiaforrás felhasználását. Ezenkívül ezek működése sokkal kisebb mennyiségű radioaktív termék keletkezésével járna.

A Brit Egyesült Királyság atomenergiafejlesztési programjáról W. Strath számolt be. Előadásában rámutatott arra, hogy míg Anglia energiaszükséglete állandóan növekszik, széntermelése csökken, úgyhogy már jelenleg is energia-behozatalra szorul. Ilyen körülmények között országukban különösen nagy szükség van az atomenergia, mint új energiaforrás felhasználására. Az ehhez szükséges nyersanyag nagyrészt az államközösség országaiból importálható, ezenkívül sokkal gazdaságosabb is. Ugyanis ha összehasonlítjuk a konvencionális fűtőanyagok és az uránium azonos áru mennyiségéből termelt energiát, kiderül, hogy az uránium ára csak kb. 18%-a a szén árának, sőt ha a termelt plutóniumot is számítjuk, csak 5%-a. Ez természetesen csak később válik gazdaságilag jelentőssé, mivel a reaktor első tölteséhez nagy mennyiségű urán szükséges.

Már az első reaktorok tervezésénél nyilvánvaló volt, hogy csak nagyméretű és nagyon intenzíven dolgozó egységekkel lehet gazdaságosan dolgozni. Ezért 1965 végéig 12, összesen 1500–2000 MW teljesítményű atomerőmű építését irányozták elő, majd ezt az előirányzatot 5000–6000 MW-ra emelték. Így már 1960-ban Anglia villamosenergia szükségletének 25%-át atomerőművek biztosítanák.

Angliában az atomerőműveket vállalatcsoportok építik, amelyek kultúrmérnöki, nehéz villamoserőműépítő és kazánkészítő cégekből állnak. Az irányítást az Atomenergiahatóság végzi, ennek

kutatócsoportjában és az egyetemeken folyik az elméleti kutatás. A kutatócsoport feladata újfajta reaktortípusok tanulmányozása és megfelelő prototípusok kifejlesztése, amit azután az ipari vállalatok készítenek el.

A reaktorfejlesztési program célkitűzései közül legfontosabb a villamosenergia előállítás költségeinek csökkentése, ami egyrészt beruházási költségek csökkentését, másrészt az üzemanyagkihasználás fokozását jelenti. A program első feladatnak a már sikeresen működő Calder-Hall típus továbbfejlesztését tekinti, ugyanis ez a gázhűtésű, grafitral moderált reaktortípus még sok lehetőséget rejt magában. Így pl. nagyobb hőátviteli felületekkel, nagyobb nyomással és néhány műszaki módosítással emelni lehet a hatásfokot.

Anglia korlátozott anyagi lehetőségei nem engedik meg sok új reaktortípus kifejlesztését mégis kell foglalkozni néhány új típussal. Ilyenek, a nátriumhűtésű grafitreaktor és a gázhűtésű, nehézvízmoderátorral működő reaktor.

Másik célkitűzés hajók számára alkalmas kisebb reaktortípusok kidolgozása. Itt számos műszaki és gazdasági probléma merül fel, ezért ezek felhasználása csak akkor lesz majd jelentős, ha a villamosenergiát termelő reaktorokból elég plutonium áll már rendelkezésre.

A genfi konferencia után 1959 májusában helyezték üzembe a chapelcrossi atomerőművet. Az erőmű négy, összesen 640 MW hőteljesítményű gázhűtésű, grafitmoderátoros reaktorból áll. Főfeladata a plutoniumtermelés és csak másodlagosan szolgáltat elektromos energiát.

A távolabbi programban gyorsreaktorok, nagyhőmérsékletű gázhűtésű reaktorok szerepelnek, majd még távolabb a szabályozott termonukleáris reakciók hasznosítása villamosenergia termelésére.

Az atomenergia fejlesztésének irányvonalairól az Egyesült Államokban W. K. Davis és U. M. Stabler beszélt. Elmondották, hogy bár országuk jelenleg képes energiaszükségletét hazai lelőhelyekről kielégíteni, az energiafogyasztás növekedése és a tüzelőanyagkészletek korlátozott volta miatt foglalkozni kell az atomenergia ipari alkalmazásával.

Reaktorok építését és üzemeltetését az USA-ban magánkézben levő vállalatok végzik, míg a kormány ehhez bizonyos nyersanyagokat bocsát rendelkezésre. Mivel az üzemanyaghelyzet időt ad rá és mivel egyes helyi követelmények ezt szükségessé teszik, egyszerre több reaktortípus kidolgozásával foglalkoznak. A most fejlesztés alatt álló típusok: vízhűtésű, szervesmoderátorú és gázhűtésű reaktorok azzal bíztatnak, hogy olyan helyeken, ahol a szokványos tüzelőanyagok ára magas, rövid időn belül gazdaságos energiaforrásoknak bizonyulnak. A fejlesztés kezdeti fokán állnak olyan típusok, amelyek kisebb költséggel tudnak majd villamosenergiát termelni, ilyenek a gyorsszaporító, homogén és termikus szaporító reaktortípusok, amelyek segítségével a hasadóanyag-készlet kimerülése késleltethető.

A gazdaságos energiatermelés csak nagyméretű reaktorokban képzelhető el. Így még az 1957-ben elkészült Shippingport PWR reaktor is, amely 60 MW elektromos teljesítményt ad, csak kísérleti típusnak tekinthető.

A fejlesztés fázisai az USA-ban a következők: a benyújtott terveket a kormány laboratóriumai-ban vizsgálják meg, ezután kerül sor az előzetes fejlesztési és kísérleti munkákra, amelyek rendszerint szintén a kormány intézményeiben folynak. Következő lépés egy kísérleti méretű reaktorberendezés készítése. Természetesen csak azok az elgondolások jutnak el idáig, amelyek a már meglevő reaktortípusokhoz képest gazdaságosnak látszanak, vagy valamilyen speciális célra, pl. hasadóanyagszaporításra alkalmasak. 1958-ig 8 ilyen reaktorkísérlet indult meg az USA-ban, a legtöbb reaktorban fűtőanyagként dúsított urániumot használnak.

A gyakorlati tervek megvalósításához természetesen alapvető elméleti és gyakorlati kutatások szükségesek. Ezeket egyetemeken és kutatóintézetek végzik kutatási szerződések alapján.

Az előadók ezután röviden beszámoltak a 8 kísérleti reaktor üzemi tapasztalatairól. A vízhűtő reaktorok, amelyek vagy vízforraló vagy víznyomásos típusúak, nagy reményekkel biztatnak a gazdaságos energiatermelés terén. Nehézséget okoz itt az, hogy ilyen reaktorokhoz nagyméretű és költséges turbinákat kell építeni. A szerves hűtőanyagok is sikerrel vizsgáltak a kísérleti reaktorokban, amelyek pedig úgy voltak tervezve, hogy a szerves moderátor maximális besugárzásnak legyen kitéve. A nátriumhűtésű kísérleti reaktort is sikerült a tervezett teljesítménnyel működtetni.

A fejlesztési program harmadrészét tenyésztő reaktorok és folyékony fűtőanyagot alkalmazó reaktortípusok teszik ki.

A működő reaktorok kiszolgálása fontos feladat, ezzel kapcsolatban előtérben áll a keramikus fűtőelemek kifejlesztése, amelyek élettartam és stabilitás szempontjából jobbak a fémtokos fűtőelemeknél.

Végül legfőbb gazdasági célkitűzésük az atomerőművek beruházási és üzemanyagköltségeinek csökkentése. Itt számításba kell venni azt, hogy míg a konvencionális erőművek üzemanyag költségei az üzemelés egész ideje alatt egyenletesen oszlanak meg, az atomerőművekben a magas indulási költségek mellett a későbbi üzem költségei nagyon alacsonyak. A fűtőelemek árában már most csökkenő tendenciát figyelhetünk meg, amely egyre több területen teszi gazdaságossá atomerőművek alkalmazását.

W. B. Lewis beszámolója szerint Kanada atomenergiaprogramjában a nehézvízmoderátorral működő természetes urán fűtésű reaktorok játszanak döntő szerepet. Ilyen kísérleti reaktorokkal jó eredményeket értek el, sikerült egy ötletes táplálási módszert is kidolgozniuk. Ez abból áll, hogy kis puskagolyó alakú fűtőelemeket tolnak végig lassan a tápcsatornán. Az előadó be-

számolójában ezután gazdaságossági kérdésekkel foglalkozott, majd a biztonsági kérdésekre tért ki.

Franciaország súlyos energia-gondjai szintén szükségessé teszik atomerőművek gyors üzembeállítását. Ezért, ahogy P. Ailleret beszámolójából értesülünk, 18 hónaponként egy-egy új kísérleti energiatermelő grafit moderátoros reaktort állítanak üzembe, amelynek fő célja tapasztalatok gyűjtése.

A népidemokráciák közül Lengyelország és Románia atomenergiafelhasználási terveiről hangzott el beszámoló. Lengyelország jelenlegi energiahelyzete a többi európai országokéhoz képest kielégítő, azonban az energiafogyasztás állandó emelkedése miatt 10–15 éven belül az atomenergia felhasználására is sor kell kerülnön. A tervek szerint 1975-re atomerőművek fogják fedezni a villamosenergia termelés 10%-át. Jelenleg kísérleti munka folyik a 2 MW-os teljesítményű, Szovjetunióból importált reaktoron. A második reaktor, amely gázhűtésű, grafitall moderált típus lesz, hazai tervek alapján fog felépülni és lengyel lelőhelyekről származó természetes urán lesz a fűtőanyaga.

Romániában kb. 1970-től kerül majd sor az atomenergia ipari felhasználására, és 1975-re már ez az energiaforrás fogja fedezni a villamosenergiaszükséglet 10–15%-át. Jelenleg alapvető kutatások folynak és szakembereket képeznek ki.

Svédországban főleg távfűtési célokra akarnak hő- és villamosenergiát fejlesztő reaktorokat építeni, hazai uránium felhasználásával. Így 1965-ig 6 db 75–100 MW teljesítményű hőtermelő és egy 100 MW elektromos teljesítményű villamosáramfejlesztő reaktor építését irányozták elő. Jelenleg uránium nehézvíz típusú kísérleti célokat szolgáló reaktor működik Stockholmban.

Hollandiában 1975-ben előzetes számítások szerint már az energiaszükséglet kétharmad részét importból kellene fedezni. Így nagy szükségük van az atomenergia felhasználására, amely a tervek szerint 1975-ben a villamosenergia szükséglet 50%-át fogja szolgáltatni.

A Német Szövetségi Köztársaságban jelenleg több kutatási célokat szolgáló reaktor van üzemben és még néhány felállítását tervezik. Előreláthatóan 1965-ben már működni fognak nehézvíz moderátorú, szerves-hűtőközegű, egyenként 100 MW elektromos kapacitású reaktorok.

Japánban az atomenergia felhasználása már most gazdaságosnak látszik, ezért 1965-ig 600-MW, 1975-ig összesen 7000 MW elektromos kapacitású atomerőműveket kívánnak üzembehelyezni. Ezek elsősorban grafitmoderátoros, gázhűtéses, természetes uránfűtésű és dúsított uránfűtésű, vízhűtéses teljesítményreaktorok lesznek.

Farkas István —

Eötvös Loránd Tudomány Egyetem Elméleti Fizikai Intézete

Farkasné, Jahnke Mária

M. T. A. Műszaki Fizikai Kutató Intézete

A zenei hangrendszer szemléletes ábrázolása

A hangközök szögmértékben való mérése

I.

Mint ismeretes, a zenei hang abszolút magasságát a másodpercenként végzett rezgések száma adja meg. A fizikai szempontból lehetséges különböző magasságú hangok száma tehát végtelen nagy. A zenei gyakorlat azonban ennek a végtelen sok hangnak csak kis részét használja s mint tudjuk, a hangsort olyan hangok adják, amelyek rezgésszámai bizonyos meghatározott arányokban állnak egymáshoz. A rezgésszámok aránya, a relatív hangmagasság éppen az, amit a fizikusok a zenei hangköz (intervallum) mértékéül vesznek fel.

Ha bármely hangból kiindulva a hangmagasságot folytonosan növeljük, akkor egyszer csak olyan hanghoz érkezünk el, amelyet a kezdőhanghoz feltűnően hasonlónak, szinte a hang magasabb régióban való ismétlődésének érzünk. Ez a hang az elsőnek oktávja, rezgésszáma a kezdőhangénak pontosan kétszerese. Ha az így elért hangtól kiindulva a hangmagasságot még tovább növeljük, akkor megint olyan hanghoz jutunk, amely most már ennek az oktávnak, mint alaphangnak oktávja, vagyis az eredeti kezdőhangnak második oktávja lesz, rezgésszáma pedig a kezdőhangénak négyszerese. Ezt a műveletet folytatva az n_0 rezgésszámú hang egymásután következő oktávjait kapjuk, amelyeknek rezgésszámai sorban

$$n_0, n_1 = n_0 \cdot 2, n_2 = n_0 \cdot 2^2, n_3 = n_0 \cdot 2^3, \dots, n_k = n_0 \cdot 2^k \quad (I.1)$$

lesznek.

Azonban ezen hangok közé eső minden más hang abszolút magassága is kifejezhetővé válik n_0 -val és a 2 hatványai-val, ha ennek kitevőjét is folytonosan változó mennyiségnek vesszük fel, de úgy, hogy bizonyos egyenlő periodusokkal való növelésekor az n frekvencia a fenti sorozat értékeit

vegye fel. Erre a $\frac{\varphi}{p}$ kitevő alkalmas, ahol p -vel jelöltük azt a periódust, amellyel φ -t ismételten növelve a 2 kitevője mindig 1-gyel nő. Így bármely hang abszolút magassága az

$$n = n_0 \cdot 2^{\frac{\varphi}{p}} \quad (I.2)$$

exponenciális kifejezéssel adható meg. Tényleg, ha a φ változó sorban a 0, p , $2p$, $3p$, ... $k \cdot p$ értékeket veszi fel, akkor a fenti (I.1) sorozatot kapjuk, de a φ bármely értékének p -vel való ismételt növelésével ennek a közbenső hangnak is az egymásutáni oktávjaira jutunk. A φ változó bevezetésével tehát a zenei hangok összességét periodusokra, oktávokra oszthatjuk fel, amelyeknek bármelyike egy másik oktáv más fekvésben való ismétlődésének tekinthető, teljes megegyezésben

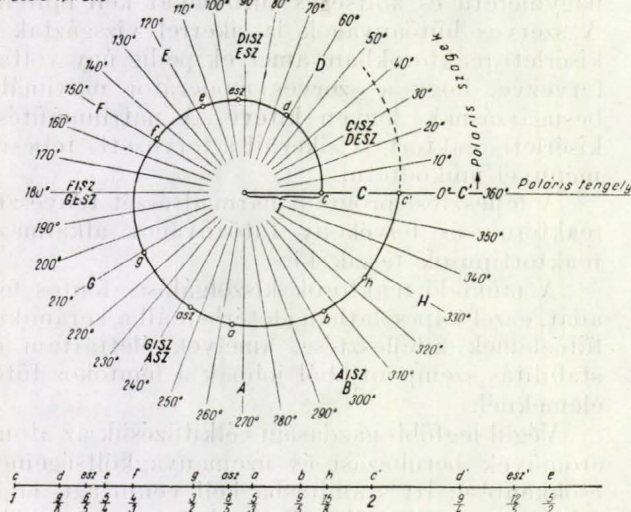
a zenei tapasztalattal. A hangsor megalkotására tehát elegendő, ha a magasságra különböző hangokat egyetlen ilyen oktáv keretén belül válogatjuk ki.

Fenti (I.2) egyenletünk azonban, ha φ -t poláris szögnek, n -et pedig rádiusz vektornak tekintjük, egy logaritmikus spirálisnak poláris koordinátákkal kifejezett egyenlete. Ez kezünkbe adja a hangok szemléltető ábrázolási módjának kulcsát ilyen spirális pontjaival. A p periodust ekkor természetesen 2π -nek kell felvennünk. Az

$$n = n_0 \cdot 2^{\frac{\varphi}{2\pi}} \quad (I.3)$$

egyenlettel megadott logaritmikus spirális hűen ábrázolja a folytonosan változó magasságú hangok összességét s ezeknek oktávokban való ismétlődését. A spirális minden pontja egy zenei hangnak felel meg, s a pont rádiusz vektora az illető hang abszolút magasságát méri. (Lásd a mellékelt rajzot.)

A hangrendszert ábrázoló spirális



A hangoknak spirálisunkkal való ábrázolása azonban egy további lényeges előnyt rejt magában, amelyet rögtön észrevehetünk, ha két hang relatív magasságát vizsgáljuk meg. Legyen az egyik

hang abszolút magassága $n_1 = n_0 \cdot 2^{\frac{\varphi_1}{2\pi}}$, a második $n_2 = n_0 \cdot 2^{\frac{\varphi_2}{2\pi}}$, akkor relatív magasságuk, vagyis a két hang zenei intervalluma

$$\frac{n_2}{n_1} = 2^{\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi}} \quad (I.4)$$

lesz, ami azt jelenti, hogy az $\frac{n_2}{n_1}$ relatív magasság mindig ugyanakkora, ha $\varphi_2 - \varphi_1$ is azonos nagyságú. Egyenlő irányszögváltozásoknak tehát mindig ugyanazon hangköz felel meg. A szögváltozás így a hangközök mérésére szolgálhat.

Mint hogy az (I.3) szerint bármely n_0 -ból induló spirális egyszerű n_0 -szoros nagyítása az $n_0 = 1$ -ből indulónak, célszerű az n_0 -t 1-nek választanunk s ezt a hangot tekintenünk a hangsor kezdőhangjának, amelyet c betűvel szokás jelölni. Így a spirálisnak a poláris tengelybe eső pontjai mindig c hangot jelentenek, s bármely más irányba eső pontjai is mindig az ugyanazon betűvel jelölt hangokat fogják ábrázolni a spirális bármelyik fordulata. Ezzel tulajdonképpen egy hangolási elvet rögzítettünk, amelynél az egyes oktávokat 2-nek egész kitevőjű hatványaival egyező rezgésszámú c — hangok határolják el. Az első négy oktáv a hangok alacsony frekvenciája miatt még nem érzékelhető, $n = 16$ -tól kezdve azonban már érzékelhető hangok következnek: a szubkontra, kontra, nagy, kis, egyvonalas, kétvonalas stb. oktávok hangjai.

Ezen természetes vagy matematikai hangolással szemben a zenei gyakorlat más hangolási elvet választott, amennyiben az egyvonalas a_1 hang (kamarahang) rezgésszámát nemzetközi megállapodással a 435, legújabbán pedig a 440 Hz nyi frekvenciát rögzítette. Ebben az utolsó hangolásban az első oktáv c hangjának rezgésszáma nem 1, hanem a harmonikus hangrendszerben 1,03125, a temperáltban pedig 1,02197 ... irracionális szám. Mi a következőkben vizsgálatainkat a természetes hangolás szerint fogjuk végezni, amelyet a zeneteoretikusok többsége már eddig is használt s amelynek használatát középiskolai fizikakönyvekben is megtalálhatjuk.

	c	d	e	f	g	a	h	c'
II. 2.	1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$	2

Az ezeknek megfelelő irányszögek

	c	d	e	f	g	a	h	c'
II. 3.	0°	61,1730°	115,8941°	149,4135°	210,5865°	265,3076°	326,4806°	360°

Ha a hangsor szomszédos hangjai közti intervallumokat vizsgáljuk meg, vagyis mindeniknek

	c—d	d—e	e—f	f—g	g—a	a—h	h—c'
II. 4.	$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{16}{15}$
	61,1730°	54,7211°	33,5194°	61,1730°	54,7211°	61,1730°	33,5194°

A felső számok az intervallumokat a szokásos rezgésszámmértékben, az alsók szögmértékben tüntetik fel. Ha a felső számokat összeszorozzuk, akkor 2-t kell kapnunk, ha pedig az alsó szögeket összeadjuk, akkor 360°-ot.

Egyszerűség kedvéért tehát a spirális egyenletét az (I.3) helyett

$$n = 2^{\frac{\varphi}{2\pi}} \quad (\text{I.5})$$

alakban fogjuk venni, amelyben φ -t zérustól 2π -ig elegendő változtatnunk, hogy az első oktáv 1-től 2-ig terjedő rezgésszámú hangjait megkaphassuk. Ezt a határt vizsgálataink során csak akkor kell átlépni, ha a következő oktáv hangjaira is szükségünk van.

II.

Számítsuk ki most példaként a harmonikus dur hangsor egyes fokainak irányszögét. Ehhez az (I.5) egyenletet φ -re megoldott alakjában kell vennünk:

$$\varphi = 2\pi \cdot \log_2 n,$$

vagy, ha φ -t nem ívmértékben, hanem fokokban mérjük, akkor

$$\varphi = 360^\circ \cdot \log_2 n = \frac{360^\circ}{\log 2} \cdot \log n = 1195,894114 \cdot \log n, \quad (\text{II.1})$$

ahol \log -val a 2 alapra, \log -val pedig a 10 alapra vonatkozó logaritmust jelöltük.

Hasonlóan számíthatjuk ki bármely két hang intervallumát is az (I.4) egyenlet alapján:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 1195,894114 \cdot (\log n_2 - \log n_1).$$

Tudjuk, hogy a harmonikus dur hangsor egyes fokainak rezgésszáma, ha a kezdőhangét 1-nek vesszük:

rezgésszámát a megelőzőével osztjuk, akkor ezt a sort kapjuk:

Mint látjuk, itt háromféle hangköz fordul elő: $\frac{9}{8}$, $\frac{10}{9}$, $\frac{16}{15}$. Ezeknek szögértékei: 61,1730°, 54,7211° és 33,5194°. A zenészek az elsőt nagy

egész-hangnak, a másodikat kis egész-hangnak, a harmadikat nagy félhangnak nevezik. A nagy egészhang és kis egészhang egymástól $\frac{9}{8} : \frac{10}{9} = \frac{9}{8} \cdot \frac{9}{10} = \frac{81}{80}$ -val különbözik, ez az ún. szintónikus komma. Szögértékben $61,1730^\circ - 54,7211^\circ = 6,4519^\circ$. A komma igen kis hangköz, de ze-neileg gyakorlott fül számára még jól felismer-hető.

Az itt közölt szögértékeket 4 tizedesnyi pon-tossággal adtuk meg, a gyakorlat számára azonban az 1 tizedesnyi pontosság is elegendő, mert Pre-yer vizsgálatai alapján megállapítható, hogy fél-foknyi szögnek megfelelő intervallum már a leggyakorlottabb és legérzékenyebb fül számára is nehezen érzékelhető.

A mellékelt rajzon a törzshangsor egyes hang-jait az itt kiszámított irányszögeknek megfelelően a spirálison megjelölt pontokkal ábrázoltuk s teljesség kedvéért a harmonikus és kétféle melo-dikus moll hangsorban előforduló hangok ábrázo-lásával is kiegészítettük. Az esz rezgésszáma $\frac{8}{5}$, az asz-é $\frac{9}{5}$, a b-é $\frac{9}{5}$, szögmértékben: $94,6924^\circ$, $244,1059^\circ$, $305,2789^\circ$.

III.

Érdekes eredményekre jutunk akkor is, ha a spirális ívhosszúságát tesszük vizsgálat tárgyává. Az (I.5) egyenlettel megadott logaritmikus spi-rális ívhosszúsága:

$$\begin{aligned} s &= \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{2^{\frac{\varphi}{\pi}} + \left[\frac{d}{d\varphi} \left(2^{\frac{\varphi}{2\pi}} \right) \right]^2} d\varphi = \\ &= \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{e^{\frac{\lg 2}{\pi} \cdot \varphi} + \left(\frac{\lg 2}{2\pi} \right)^2 e^{\frac{\lg 2}{\pi} \cdot \varphi}} d\varphi \\ &= \sqrt{1 + \left(\frac{\lg 2}{2\pi} \right)^2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{\frac{\lg 2}{2\pi} \cdot \varphi} d\varphi = \sqrt{1 + l^2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{l\varphi} d\varphi, \end{aligned}$$

ha a $\frac{\lg 2}{2\pi} = l$ helyettesítést vezetjük be. A $\lg 2$ -vel 2-nek természetes ($e = 2,71828 \dots$ alapú) loga-ritmusát jelöltük. Legyen most $e^{l\varphi} = x$, amiből $d\varphi = \frac{1}{l} \cdot \frac{dx}{x}$, akkor

$$\begin{aligned} s &= \frac{\sqrt{1 + l^2}}{l} \int_{x_1}^{x_2} dx = \frac{\sqrt{1 + l^2}}{l} (x_2 - x_1) = \\ &= \frac{\sqrt{1 + l^2}}{l} (e^{l\varphi_2} - e^{l\varphi_1}) = \frac{\sqrt{1 + l^2}}{l} (2^{\frac{\varphi_2}{2\pi}} - 2^{\frac{\varphi_1}{2\pi}}) = \\ &= \frac{\sqrt{1 + l^2}}{l} (n_2 - n_1), \end{aligned}$$

vagy a konstans szorzót számértékével kifejezve

$$s = 9,12 \cdot (n_2 - n_1). \quad (\text{III.1})$$

Láthatjuk ebből, hogy az ívhosszúság a rez-gésszámok különbségével arányos.

Az oktáv ívhosszúságát úgy kapjuk, ha n_1 helyett n -et, n_2 helyett $2n$ -et írunk:

$$s_{\text{okt.}} = 9,12 \cdot (2n - n) = 9,12 \cdot n,$$

vagyis bármely oktáv ívhosszúsága a kezdőhang abszolút magasságával arányos. Az első oktáv ívhosszúsága tehát 9,12 hosszegységnyi, a máso-diké kétszer, a harmadiké négyszer, a k -adiké 2^{k-1} -szer ekkora. Ha tehát a spirális-t kiegyene-sítjük, egyszerű számvonalat kapunk, amelynek hosszegységét a spirálisnál felvett hosszegység 9,12-szeresének választhatjuk s ekkor az egyenesen fekvő hangpontoknak a számegyenes zéruspont-jától való távolsága éppen a hang abszolút magas-sága lesz. A számegyenesnek 0–1 szakasza ugyan hiányzik, de ez úgys a negatív φ értékeknek megfelelő, 1-nél kisebb rezgésszámú hangok helye volna s így gyakorlati értéke nincs.

A mellékelt ábrán a kiegyenesített spirális-t megrajzoltuk kétszeres kicsinyítésben. A rajz a második periódus néhány hangját is feltünteti, ezeket vesszős betűkkel jelöltük.

Az első oktáv c hangjától ($n = 1$) mért inter-vallumok ívhosszúságai a (II.2) és a mollt jellemző

c	d	esz	f	g	asz	h (b)	c'
1	$\frac{9}{8}$	$\frac{6}{5}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{8}{5}$	$\frac{15}{8} \left(\frac{9}{5} \right)$	2

sorozat figyelembe vételével a (III. 1) alapján a következők lesznek:

$$c - g = 9,12 \cdot \left(\frac{3}{2} - 1 \right) = \frac{1}{2} \cdot 9,12$$

$$c - f = 9,12 \cdot \left(\frac{4}{3} - 1 \right) = \frac{1}{3} \cdot 9,12$$

$$c - e = 9,12 \cdot \left(\frac{5}{4} - 1 \right) = \frac{1}{4} \cdot 9,12$$

$$c - a = 9,12 \cdot \left(\frac{5}{3} - 1 \right) = \frac{2}{3} \cdot 9,12$$

$$c - esz = 9,12 \cdot \left(\frac{6}{5} - 1 \right) = \frac{1}{5} \cdot 9,12$$

$$c - asz = 9,12 \cdot \left(\frac{8}{5} - 1 \right) = \frac{3}{5} \cdot 9,12$$

$$c - d = 9,12 \cdot \left(\frac{9}{8} - 1 \right) = \frac{1}{8} \cdot 9,12$$

$$c - b = 9,12 \cdot \left(\frac{9}{5} - 1 \right) = \frac{4}{5} \cdot 9,12$$

$$c - h = 9,12 \cdot \left(\frac{15}{8} - 1 \right) = \frac{7}{8} \cdot 9,12.$$

Ezekből megállapítható, hogy az oktáv ívhossz-szúságát a kvint pontosan felezi, a kvart $\frac{1}{3}$ részét, a nagy terc $\frac{1}{4}$ -részét, a kis terc $\frac{1}{5}$ -részét

stb. vágja le. Egyenlő hangközöknek különböző kezdőhang esetén nem felelnek meg egyenlő ívhosszúságok, viszont két különböző hangköznek egyenlő lehet az ívhosszúsága. Mindezek a kiegyenesített spirálison jól láthatók. Ezen a következő hangközök egyenlősége is észrevehető:

$$c - g = g - c' = c' - e'$$

$$c - f = f - a = a - c'$$

$$c - e = e - g = c' - d'$$

$$d - g = g - h = h - d'$$

$$c - d = d - e = h - c'$$

$$f - g = g - a$$

$$c - a = f - c'$$

$$esz - asz = asz - c' = c' - esz'$$

$$d - esz = b - h$$

$$esz - g = g - b$$

$$c - esz = asz - b = b - c'$$

$$g - asz = esz' - e'$$

$$d - f = a - h$$

A (III.1) szerint ezeknek az egyenlő ívhosszúságoknak egyenlő rezgésszám-különbségek felelnek meg. Zenei szempontból talán legfontosabb az, hogy a dur hármashangzatok (c e g, f a c, g h d, asz e esz, esz g b stb.) terce egyenlő távolságban van az alaphangtól és a kvinttól, ami a matematika nyelvén azt jelenti, hogy a terc rezgésszáma az alaphang és a kvint rezgésszámai-nak számtani közepe. Vajon nem ez magyarázza-e azt a zene-pszichológiai tényt, hogy a dur hármashangzatot érezzük a legjobb hangzásúnak, legmegnyugtatóbbnak, egy zenei tétel legtökéletesebb befejező akkordjának?

IV.

Az eddigiek elegendőknek látszanak arra, hogy a spirálisban való ábrázolásmódnak előnyeit megmutassák. Első előnye az, hogy bármely hangrendszer hangjainak mind abszolút, mind

relatív magasságát egyetlen szemléltető grafikonban fogja össze. Második, de legfontosabb előnye, hogy megszünteti azt a mindenki ellenérzést keltő számításmódot, amelyet a hangközök összehasonlítása alkalmával eddig alkalmaznunk kellett. Két hangköz egymáshoz fűzésénél az eredményt nem összeadással, mint ez természetes volna, hanem szorzással kellett számítanunk, ha pedig azt akartuk megtudni, hogy egy hangköz mennyivel nagyobb egy másiknál, akkor kivonás helyett osztást kellett végeznünk. Mivel a hangköz mérő szög lényegileg logaritmussal arányos mennyiség, azért minden műveletet egy-gyel alacsonyabbfokú műveletre vezet vissza, tehát minden számítást természetessé tesz.

Ki tudná első pillantásra megmondani, hogy a $\frac{81}{80}$ szintonikus komma és az $\frac{531441}{524288}$ Pythagoras-féle komma közül melyik a nagyobb? Vagy van-e olyan zenész, akinek világos elképzelése lenne a limma, apotomé, nagy és kis diézis stb. intervallumok nagyságáról? Ha ezeket szögmértékben adjuk meg, összehasonlításuk rögtön könnyűvé válik. A szögeket még kevésbé iskolázott ember is ismeri.

Harmadik előnye az új hangközmérésnek az, hogy segítségével sok, eddig rejtve maradt összefüggés deríthető fel. Erre egyetlen példát fogok mutatni:

Ha a nagy diézis* és a Pythagoras-féle komma* szorzatából 4-ik gyököt vonunk, akkor a szintonikus kommát kapjuk eredményül.

Képletben:

$$\sqrt[4]{D \cdot \pi} = \kappa,$$

ahol $D = \frac{648}{625}$, a π értékét pedig fentebb adtuk

meg. Ennek az összefüggésnek még az ellenőrzése is körülményes, felderítése pedig szinte lehetetlennek mondható, ha rezgésszám-mértékben dolgozunk. Szögmértékben

$D^\circ = 18,7696^\circ$, $\pi^\circ = 7,0380^\circ$ s az igazolandó képlet:

$$\frac{D^\circ + \pi^\circ}{4} = \kappa^\circ.$$

Tényleg $18,7696^\circ + 7,0380^\circ = 25,8076^\circ : 4 = 6,4519^\circ$, ami pedig, mint láttuk, a szintonikus komma szögmértéke.

Ilyen összefüggéseket tucatszámra sorolhatnánk fel, ennél sokkal bonyolultabbakat is, de valamennyi könnyen nyerhető, ha az intervallumokat szögmértékben adjuk meg.

Anélkül, hogy a temperálás kérdésével bővebben foglalkoznánk, csak megemlítem, hogy a Werckmeister-féle 12-fokú egyenletes temperálás ábrá-

* Nagy diézisnek nevezzük azt a hangközt, amellyel egy hang negyedik kis terce túllépi a hang oktávját, Pythagoras-féle kommának pedig azt, amellyel egy hang 12-ik kvintje túllépi a hang 7-ik oktávját.

zolásunkon abban áll, hogy a 360° -ot 12 egyenlő részre osztjuk fel. A temperált kromatikus c-hangsor fokainak irányszögei tehát:

c.....	0°	g.....	210°
cisz = desz.....	30°	gisz = asz.....	240°
d.....	60°	a.....	270°
disz = esz.....	90°	aisz = b.....	300°
e = fesz.....	120°	h = cesz.....	330°
f = eisz.....	150°	c = hisz.....	360°
fisz = gesz.....	180°		(IV.1)

Ennek a temperált kromatikus hangsornak hangjait ábránk nem magán a spirálison, hanem az irányugarakon tünteti fel. Az ábrán világosan látható, hogy melyek azok a hangok, amelyek felfelé, s melyek azok, amelyek lefelé temperálódnak. Az eltolódás nagysága is könnyen meghatározható, ha a temperált hang irányszögét az eredeti irányszöggel összehasonlítjuk. [Lásd ehhez a (II.3) és (IV.1) sorozatot a törzshangok számára.]

Befejezésül nem mulaszthatom el, hogy rá ne mutassak arra az anatómiai sajátságára,

amely az emberi fül tulajdonképpen hangérzőkelő szervén vehető észre. Ez a belső fülben található hallócsiga, egy spirálisan hajlott cső, benne helyezkedik el a labirintust kitöltő folyadék rezgését átvevő membrána basilaris a Corti-féle szervvel, a hallóideggel kapcsolatos hallósejtek rendszerével.

Felmerülhet most már az a gondolat, amelyre dr. Gyulay Zoltán akadémikus, egyetemi professzor úr hívta fel a figyelmemet, hogy ez a spirálisan való elrendeződés nem hozható-e valami módon összefüggésbe az itt közölt ábrázolási móddal. Vizsgálatokat kellene végezni pl. annak kiderítésére, hogy a hallócsiga egy fordulatára az érzékelhető hangoknak tényleg egy oktávja van-e elosztva s az irányok egyeznek-e az itt adottakkal. Egy komoly ellenvetés mindenesetre rögtön felmerülhet, az ti., hogy a csigának csupán $2\frac{1}{2}$ fordulata van, holott a fiziológiai hangsor jóval több oktávra terjed. Mindezeknek alapos kivizsgálása az illetékes szakemberekre vár.

Radványi László

Az elemi részek töltései

Részecskék és antirészecskék

Diracnak azt az eredményét, mellyel megjósolta a pozitronnak — az elektron antirészecskéjének — létezését, a tudomány történetében úgy fogják számon tartani, mint az elméleti fizika egyik legnagyobb sikerét.

A „valódi” és antirészecskék egymáshoz való viszonyának pontos elméleti megfogalmazása azonban még sokáig váratott magára. Az elektron tulajdonságait helyesen leíró Dirac-egyenletet 1929 óta ismerjük. Ez az egyenlet, melyhez Dirac a relativitás elmélet követelményeinek figyelembevételével jutott, arra a következtetésre vezet, hogy az elektron nemcsak pozitív, hanem negatív energiájú állapotban is tartózkodhat. A relativitás elmélete szerint egy m_0 nyugalmi tömegű részecske impulzusa és energiája a következő kapcsolatban van:

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + p^2 c^2,$$

ahol E a részecske energiája, m_0 a nyugalmi tömeg, p az impulzus, c a vákuumbeli fénysebesség. Elvégezve a négyzetgyökvonást a gyökjel előtt joggal állhat a két előjel akármelyike:

$$E = \pm \sqrt{(m_0 c^2)^2 + p^2 c^2}.$$

Néhány éven át a kutatók a negatív energiájú állapotokkal járó nehézségeket úgy akarták megszüntetni, hogy ezeket az állapotokat tiltottaknak tekintették. Ilyen felfogást vallott pl. Schrödinger is. Azonban I. E. Tamm rámutatott arra, hogy a negatív energiájú állapotok nélkül a Dirac-elmélet nem teljes, nem ír le olyan fontos jelenségeket,

mint a szabad elektronokon történő fényezés (Compton-jelenség).

Az elmélet fejlődésében a következő lépést is Dirac tette meg, amikor kijelentette, hogy normális viszonyok közt a negatív energiájú állapotok mind be vannak töltve. Ez a Pauli-elv értelmében azt jelenti, hogy a pozitív energiájú szabad elektronok nem tudnak átmenni a negatív energiájú betöltött állapotokba. Ha a negatív energiájú állapotok valamelyikéből egy elektron hiányzik („lyuk”), ez kísérletileg úgy jelentkezik, mint pozitív töltésű részecske.

Eleinte Dirac azt gondolta, hogy ez a pozitív „részecske” a protonnak felel meg. A részletesebb számítások azonban arra az eredményre vezettek, hogy ilyen feltevés esetén a hidrogén-atomban az elektronnak negatív energiájú állapotban kellene esnie.

Nem sokkal ezután kísérletileg felfedezték a pozitront, részletesen tanulmányozták az $e^- + e^+$ pár keletkezésének folyamatát, valamint a fordított jelenséget: az elektron és pozitron szét-sugárzását. Mellesleg megjegyezzük, hogy e folyamatok finomabb részleteit (pl. azt, hogy az elektron és pozitron spinjének relatív állásától függ a szétsugárzás valószínűsége, valamint a keletkező fotonok száma) csak jóval később, az 1947–49-es években sikerült I. J. Pomerancsuknak, L. D. Landaunak és E. M. Lifsiének megmagyaráznia.

A pozitron felfedezésével nyilvánvalóvá lett a részecskék és antirészecskék teljes szimmetriája. Az a felfogás tehát, mely szerint az elektronok „a szó szoros értelmében vett részecskék”, a pozit-

ronok pedig az elektronok által betöltött állapotok tengerében levő „lyukak”, csupán hipotetikusok. Ugyanolyan joggal nevezhetjük valódi részecskének a pozitronokat, az elektronokat pedig a pozitron-tengerben levő lyukaknak.

Ilyenfórmán kikristályosodott az a felfogás, hogy minden természeti törvénynek szimmetrikusnak kell lennie az elektromos töltés kettős előjelével szemben. Bevezették a töltéskonjugáció fogalmát; e transzformáció a valódi részecskéket antirészecskékké, az antirészecskéket részecskékké viszi át úgy, hogy az elektromos töltések, mágneses momentumok, valamint az elektromágneses tér-erősségek előjelet váltanak. Ilyen transzformáció alkalmával a rendszer mozgását leíró egyenleteknek (tetszőleges közelítésben) mind a klasszikus, mind a kvantum-, illetve relativisztikus elméletben változatlanoknak kell maradniuk, invariánsnak kell lenniük a töltéskonjugációval szemben.

A bennünket körülvevő világ nyilvánvalóan nem töltésszimmetrikus: az anyag rendkívül nagy számú elektront tartalmaz, pozitronok viszont csak nagyon speciális körülmények között keletkeznek: kozmikus sugarakban, radioaktív bomlás során, vagy gyorsítóknál. Normális körülmények között, pl. levegőben az elektron stabil részecske, a pozitron ellenben rendkívül rövid idő alatt megsemmisül. Hangsúlyoznunk kell azonban, hogy ennek oka a kezdeti feltételek nem-szimmetrikus voltában keresendő: a levegő elektronokat tartalmaz, pozitronokat azonban nem. Vákuumban, ahol a kezdeti feltételek is szimmetrikusak, az elektronok és a pozitronok egyformán stabil részecskékké, az őket leíró egyenletek szimmetriájának megfelelően.

Az elmélet továbbfejlesztésében a következő fontos lépést Pauli és Weisskopf tette 1934-ben. Kidolgozták a zérus spinű töltött részecskék relativisztikus elméletét. Pauli és Weisskopf elmélete leírja pl. a π^+ - és π^- -mezonokat. A zérus spinű részek (π -mezonok) és a feles spinű részek (elektronok és pozitronok) viselkedése elektromágneses térben rendkívül sok hasonlóságot mutat. A $\pi^+ + \pi^-$ pár keletkezésére, a $\pi^+ + \pi^-$ pár szétsugárzásának valószínűségére stb. vonatkozó képletek csupán lényegtelen számfaktorban térnek el az elektron-pozitron-pár megfelelő folyamatainak képleteitől.

A zérus spinű részek (bozonok) azonban Bose-statisztikát és nem Fermi-statisztikát követnek; a Pauli-elv rájuk nem érvényes! Következésképpen a Dirac-féle alvilágról és a benne levő lyukakról alkotott elképzelés nem okvetlenül szükséges ahhoz, hogy a valódi és antirészecskék létezését, a párkeltést és szétsugárzást megmagyarázzuk. Ez az elképzelés mai szemmel úgy tekinthető, mint az építkezés állványzata. A maga idején, az elmélet épületének elkészítéséig, fontos szerepet játszott, most azonban feleslegessé vált. Zavarja az épület harmóniáját, lebontása tehát most már csak hasznos lehet.

Az elmélet eleinte az egyetlen részecske kvantummechanikájának alapjaira épült; az elemi

kvantummechanikában egy részecske mozgása képezi a vizsgálat tárgyát: a részecske átmenete egyik állapotból a másikba. A párkeltés elméletében is úgy értelmezték a részecske-pár keletkezését, mint a részecske átmenetét az egyik (negatív energiájú) állapotból a másik (pozitív energiájú) állapotba.

Az egy részecske kvantumelmélete után megalkották az olyan rendszerek kvantumelméletét, melyekben a részecskék száma nem állandó; ilyen elmélet szükséges pl. a fényemisszió és a fényabszorpció egzakt leírásához, vagyis az olyan jelenségek leírásához, amelyek során fénykvantumok keletkeznek, illetve megsemmisülnek. Ez az elmélet az ún. második kvantálás elmélete. A második kvantálás elméletét nemcsak fénykvantumokra, hanem az elektronra és pozitronra is alkalmazták.

Az elmélet modern alakjában nem beszélünk negatív energiájú elektronokról, hanem rögtön figyelembe vesszük a pozitronok létezését, mint olyan részecskéket, amelyek az elektronok töltéskonjugáltjai. Mindazon kifejezésben, ahol elektron keletkezését leíró tag szerepel, fellép olyan tag is, mely pozitron eltűnését írja le.

Megkísérjük leírni e formulák jellemző sajátosságait; részletes matematikai számításokba azonban nem bocsátkozunk.

A relativisztikus elméletben az elektron mozgását a következő alakú mátrixelem jellemzi:

$$M = A \times (\text{az elektron megsemmisülése a kezdeti állapotban}) \times (\text{az elektron keletkezése a végállapotban}). \quad (I)$$

Itt csak pozitív energiájú állapotok jönnek számításba. A alakja függ a külső térerősségtől és arányos az elektron töltésével.

A Dirac-elméletben kézenfekvő az M mátrixelem következő általánosítása:

$$M = A \times (\text{pozitív vagy negatív energiájú elektron megsemmisülése a kezdeti állapotban}) \times (\text{pozitív vagy negatív energiájú elektron keletkezése a végállapotban}). \quad (II)$$

Végül a modern leírásmód szerint az M mátrixelem a következő:

$$M = A \times (\text{az elektron megsemmisülése a kezdeti állapotban vagy pozitron keletkezése a végállapotban}) \times (\text{elektron keletkezése a végállapotban vagy a pozitron megsemmisülése a kezdeti állapotban}). \quad (III)$$

Ebben az utóbbi leírásmódban csupán pozitív energiájú állapotokról beszélünk. Könnyen belátható, hogy a (II) Dirac-elméletben, valamint a (III) modern leírásban — a zárójelben szereplő két lehetőség valamelyikének kiválasztásával — négy lehetséges fizikai folyamat leírásához jutunk:

1. az elektron szóródása,
2. $e^+ + e^-$ pár szétsugárzása,
3. $e^+ + e^-$ pár keltése,
4. a pozitron szóródása.

Ha ismerjük az elektron tulajdonságait, akkor pontosan megadható az A konkrét alakja; az elméletből tehát következnek a pozitron tulajdonságai.

Ha a (II) Dirac-elmélettel foglalkozunk, még egyetlen elektron viselkedésének leírása esetén is figyelembe kell vennünk a Pauli-elvet és be kell vezetnünk a betöltött negatív energiájú állapotok „alvilágának” fogalmát. A modern elméletben ezekre nincs szükség. Csupán pozitív energiájú elektronok és pozitronok szerepelnek. Az elmélet alapját most a töltésszimmetria elve képezi (a természeti törvényeknek töltéskonjugációval szemben szimmetrikusnak kell lenniük). Ebben az elméletben a fényszórásra, párkeltésre, szétsugárzásra s i. t. vonatkozó összes megfigyelhető jelenségek leírása a tapasztalattal teljes egyezésben van (s kiadódnak a Dirac-elmélet helyes eredményei is). Ugyanakkor nincs szükség olyan mesterkélt fogalmakra, mint negatív energia, a betöltött állapotok alvilága, lyuk a negatív energiájú állapotok tengerében. Ebben az új elméletben szembeszökő a fermionok (pl. e^+ és e^-) és bozonok (pl. π^+ és π^-) viselkedése közt fennálló analógia.

Az elméletnek ebben a részében az elvi problémák tisztázása lényegében húsz évvel ezelőtt lezárult. Joggal merülhet fel az olvasóban a kérdés, érdemes-e, időszerű-e ilyen, viszonylag régi, klasszikusnak nevezhető eredményekkel foglalkozni.

A részecskék és antirészecskék klasszikus elméletével kapcsolatban a legutóbbi években fontos kísérleti eredményekről értesülhettünk. Ezek az eredmények arra mutatnak, hogy az a kutatási terület semmit sem veszített időszerűségéből, és hogy a töltésszimmetria fogalma rendkívül hasznosnak bizonyult.

E kísérleti eredmények közül elsőnek kell említenünk az elektron- és pozitrontömeg egyenlőségének igazolását. Bár 1951-ben arról írtak a kutatók, hogy a két részecske tömege különböző ($m_{e^+} = 0,998 m_{e^-}$), ami a töltésszimmetrián alapuló elmélet követelményeinek ellentmond, az 1953-ban elvégzett, pontosabb mérések a két részecske tömegére egyenlő mérőszámot szolgáltatottak ($m_{e^-} - m_{e^+} = (26 \pm 71) \cdot 10^{-6} m_{e^-}$). A töltésszimmetria helyességét igazolják a π^+ és π^- , ill. μ^+ és μ^- mezonokra kísérletileg talált tömegek és átlagos élettartamok pontos egyezése.

Az 1955 év kétségtelenül legfontosabb kísérleti eredménye az antiproton felfedezése. E részecskét Segré kutatócsoportjának sikerült először észlelnie 6 GeV-os gyorsítóban. A \bar{p} antiproton létezését már régen feltételezték; létezése annyira nyilvánvaló és kézenfekvő következménye a töltésszimmetria elvének, hogy nehéz lenne megállapítani, ki és mikor írt először létezésének szükségességéről.*

* Az antiproton kimutatásáért két kísérleti fizikus, Segré és Chamberlain 1959-ben Nobel-díjat kapott.

Az antinukleonok létezésének közvetett, de konkrét bizonyítéka a π^0 bomlása.

A semleges π^0 mezon az elektromágneses térrel nem lép közvetlen kölcsönhatásba. Oppenheimer azonban rámutatott, hogy a π^0 mezon virtuálisan (az energia megmaradási törvényének megsértésével) proton-antiproton-párrá bomolhat, s e részecskepár két gamma-kvantum emissziójával megsemmisülhet. Így az antiproton létezésének feltevése alapján meg lehetett jósolni a $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ bomlást, mielőtt a jelenséget kísérletileg észlelték volna.

Az antiproton létezésének ilyen, eléggé közvetett bizonyítéka nem volt nagyon meggyőző. Az antiproton létezésének feltevése, valamint e részecske felfedezése között hosszú idő telt el. Nem lehet csodálni, hogy néhány elméleti fizikus türelme felmondta a szolgálatot: az utóbbi években kísérletek történtek olyan elmélet megalkotására, mely szükségtelenné teszi az antiproton létezésének feltevést. Az antiproton felfedezése azonban végérvényesen a töltésszimmetrián alapuló elmélet javára döntötte el a vitát.

Hogy a hatalmas részecskegyorsítók üzembe helyezése előtt az antiprotont a kozmikus sugárzásban nem sikerült felfedezni, megmagyarázza az a körülmény, hogy a \bar{p} keletkezésének valószínűsége még olyan ütközésekben is kicsi, melyekben a beeső részecske energiája elég nagy. A $p + \bar{p}$ részecskepár keletkezésének valószínűségét ugyanis lerontja az a körülmény, hogy az ilyen ütközések során nagyszámú π -mezon keletkezésének magas a valószínűsége. Fermi statisztikus módszerekkel kidolgozott elmélete szerint az olyan ütközésekben, melyeknek energiája sokkal nagyobb, mint egy részecskepár keltéséhez szükséges energia, az ütközés pillanatában keletkező antinukleonok száma ugyanolyan nagyságrendű, mint a keletkező mezonok száma. Pomerancsuk hívta fel a figyelmet arra, hogy az ilyen ütközésekben az ütközés pillanatában keletkező nukleonok, antinukleonok és mezonok kölcsönhatásban maradnak egymással a részecskerendszer tágulása és „lehülése” közben. Abban a pillanatban, mikor a részecskék kölcsönhatása megszűnik, amikor tehát részecskesokaság végállapotba kerül, kicsi a valószínűsége az antiproton létezésének. A kísérletező számára pedig csak ez a végállapot hozzáférhető. (Fermi statisztikus elméletének ilyen irányú továbbfejlesztése a szovjet tudósok érdeme.) Segré becslései szerint az olyan protonokkal történő bombázáskor, melyeknek energiája 10–15%-kal nagyobb a $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$ reakció küszöbenergiájánál, a \bar{p} antiproton keletkezésének hatáskeresztmetszete alig nagyobb, mint a magkölcsönhatás teljes keresztmetszetének 1/400-ad része.

Az antineutron ugyanolyan feltételek mellett és nagyjából ugyanolyan valószínűséggel keletkezik, mint az antiproton. Azonban az a technikai módszer (mágneses térbeli eltérítés), mely lehetővé tette az antiproton tömegének és töltése előjelének meghatározását, az antineutron kimutatására nem alkalmazható. Az antineutron identifikálása

az atommagokkal való kölcsönhatása alapján történt. Arra a kérdésre: „Milyen részecske az antineutron?”, gyakran halljuk vagy olvassuk a következő választ: Az antineutron olyan semleges részecske, melynek tömege megegyezik a neutron tömegével, mágneses momentumának előjele azonban ellenkező a neutron mágneses momentumának előjelével, miként az antiproton abban különbözik a protontól, hogy elektromos töltésének előjele negatív. Ez a meghatározás hibásnak ugyan nem mondható, de még kevésbé teljesnek. Az antineutronnak ugyanis egy speciális tulajdonságát emeli ki, viszont a leglényegesebb tulajdonsága említés nélkül marad.

Az antinukleonok — antiproton és antineutron — legfontosabb közös tulajdonsága az, hogy nukleonokkal szétsugárzásra képesek. Ha egy antinukleon atommaggal ütközik, az atommag valamelyik nukleonjával megsemmisül. E közben a két megsemmisülő nukleon tömegének megfelelő energia (és a beeső antinukleon kinetikus energiája) felszabadul. Ez a felszabaduló energia a magból a reakció során kirepülő protonok és neutronok kinetikus energiáját fedezi, valamint mezonok keltésére fordítódik. Ismerünk már olyan fotoemulzióban keletkezett csillagokat, melyeket antiprotonok hoztak létre. E csillagokban felszabaduló energia lényegesen nagyobb, mint a csillagot keltő részecske kinetikus energiája. Az antinukleonok előbb említett tulajdonságát legmegfelelőbben, legpontosabban s egyben legrövidebben a „nukleon-töltés” segítségével fogalmazhatjuk meg.*

II. A nukleon-töltés

A tömeg és az energia ekvivalenciájának törvénye

Az összes radioaktív bomlási folyamat közös tulajdonsága, hogy közben a nukleonok száma változatlan marad. Az antinukleonok létezésének figyelembevételével ezt a törvényt úgy kell általánosítanunk, hogy a folyamatok során a nukleonok és antinukleonok számának különbsége megmarad. Ha minden nukleonhoz (protonhoz és neutronhoz) a $+1$ nukleon-töltést, az antinukleonhoz (antiprotonhoz és antineutronhoz) a -1 nukleon-töltést rendeljük, az előbbi tapasztalati tényt a következő törvénybe foglalhatjuk: *A természetben lejátszódó folyamatok során a nukleon-töltés megmarad.* A nukleon-töltés ebből a szempontból az elektromos töltés hasonmása. Az elektromos töltést megadhatjuk úgy, mint a pozitív és negatív töltésű részek számának különbségét (a töltést természetesen az elemi töltés egységében mérjük). A nukleon-töltés az egyes elemi részekhez egyértelműen hozzárendelhető. Így pl. a

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

* A nukleontöltés helyett újabban inkább a baryon-töltés elnevezést használják, mert vele minden mezonoknál nehezebb részecske (baryon) rendelkezik. Megmaradását egymástól függetlenül Wigner Jenő (1949) és a szerző (1952) ismerték fel a tapasztalatok alapján (Szerkesztő megjegyzése.)

reakcióval bomló Λ^0 -hyperon nukleon-töltése $+1$, a π mezonoké és a K -mezonoké 0 . A K -mezon bomlási reakciója:

$$K \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

„A nukleon-töltés megmaradásának” törvénye tiltottnak mond ki olyan folyamatokat, amelyeknek során — bármilyen közelítésben, tetszőleges virtuális állapotokon át — pl. két vagy négy neutron mezonokká alakulna át. Maga a nukleonok számának megmaradása általánosan ismert, a hyperonok és antinukleonok felfedezésével kapcsolatban azonban nem érdektelen e törvény megfelelő és célszerű megfogalmazása.

Megjegyezzük, hogy a nukleon-töltés megmaradása közvetlen kapcsolatban van a tömeg és az energia ekvivalenciájának törvényével. Kezdjük egy analógiával. Egy tíz elektronból álló rendszer elektromos töltése $-10e$; a töltésmegmaradás törvénye értelmében e rendszer energetikailag legmélyebb állapota az, melyben tíz, nyugalomban levő elektron van jelen, egymástól nagy távolságban, hogy a Coulomb-energia kicsiny legyen. Ebben az állapotban a rendszer tömege is a lehető legkisebb, $10m_e$. Valamilyen más, tetszőleges kezdeti állapotban a rendszer M_0 tömege nagyobb $10m_e$ -nél. A rendszertől elvonni és felhasználni azonban csak az $(M_0 - 10m_e)c^2$ energiakülönbséget lehet; ez az energiakülönbség a rendszerben foglalt elektronok kinetikus és Coulomb-energiája. Az elektromos töltés megmaradása értelmében lehetetlen az elektronok nyugalmi tömegének megfelelő energia felszabadítása és hasznosítása. Vegyünk most egy olyan rendszert, mely kilenc elektronból és egy pozitronból áll. E rendszer elektromos töltése $-8e$, legalacsonyabb energiájú állapotában nyolc elektron van jelen $8m_e$ nyugalmi tömeggel s a nyugalmi tömegnek megfelelő energia egy része felszabadítható.* Végül az öt elektronból és öt pozitronból álló $5e^+ + 5e^-$ rendszer összes energiája szabaddá válhat, beleértve a részecskék összes nyugalmi energiáját is.

1 g „közönséges” anyag, pl. 1 g hidrogén teljes szétsugárzását az elektromos töltés megmaradásának törvénye megengedi. A nukleon-töltés megmaradása értelmében azonban ez a szétsugárzás nem lehetséges, minthogy e törvény szerint csak olyan folyamatok megengedettek, melyek során a nukleonok száma nem változik. Az ilyen rendszernek, melyben a nukleonok száma egyenlő az 1 g hidrogén nukleonjainak számával ($6,02 \cdot 10^{23} \cdot 1,00876$), energetikailag legkedvezőbb állapota az, midőn a rendszer kb. $0,986$ g vas, illetve hozzá a periodikus rendszerben közelálló elemek

* Egyesek görcsösen ragaszkodnak ahhoz az állításhoz, hogy az $e^+ + e^-$ részecskepár megsemmisülésekor más részecskék — két γ -kvantum — keletkeznek. Ez azonban sem elvileg nem helyes, hiszen a fotonok maradéktalanul abszorbeálódhatnak, s a tényeknek sem felel meg mindig. A pármegsemmisüléskor szabaddá váló energia ugyanis pl. teljes egészében hővé alakulhat, vagyis stabil részecskék kinetikus energiáját növelheti, anélkül, hogy fotonok keletkeznének.

valamelyikének állapotában van; ez következik a tömegdefektusra vonatkozó mérési adatokból. Midőn az 1 g hidrogén 0,985 g vassá alakul át, 0,015 g tömegnek megfelelő energia, vagyis kb. 10^{19} erg/g válik szabaddá. Ez az energia csaknem 15-ször akkora, mint 1 g U^{235} -nek atomreaktorban történő hasadásakor felszabaduló energia. A nyugalmi tömegnek megfelelő energia most sem alakítható át teljes egészében, hanem ennek az energiának mindössze 1,5%-a. Csak olyan rendszerben lehetséges a nyugalmi tömegnek megfelelő összes energia felszabadítása, melynek nemcsak az elektromos, hanem a nukleon-töltése is zérus, vagyis amely rendszerek pl. egyenlő számú nukleonból és pozitronból, vagy mezonokból, vagy egyenlő számú nukleonból és antinukleonból állnak. Az ilyen rendszer 1 g-ja több, mint ezerszer annyi energiát szolgáltatna, mint amekkora energia 1 g ^{235}U urán hasadásakor válik szabaddá. Az ilyen rendszerek gyakorlati felhasználása reménytelennek látszik, már csak azért is, mivel az ilyen rendszer előállítása sokkal több elektromos energiát igényel, mint amennyit a megsemmisüléskor nyernénk. De nem kisebb problémát okozna olyan tartály vagy berendezés készítése, mely az antinukleonok tárolására alkalmas lenne, vagyis amelyben az antinukleonok nem semmisülnének meg; nem is szólva arról, hogy az antinukleonok már annak a berendezésnek közelében megsemmisülnek, ahol keletkeztek.

Visszatérve a dolgozat tulajdonképpeni tárgyához, megállapíthatjuk, hogy a proton és antiproton, neutron és antineutron különbözőségének lényege nem az, hogy elektromos töltésüknek vagy mágneses momentumuknak előjele ellenkező, hanem hogy *nukleon-töltésük* különböző előjelű. Illusztrációképpen ismét a hidrogén-atom példáját választjuk. Legyen ez az atom zérus-spinű állapotban. Ezt a hidrogénatomot bizonyos fokig egyetlen elemi résznek tekinthetjük, melynek elektromos töltése és mágneses momentuma zérus.

Az antiprotonból és pozitronból álló \bar{H} „antihidrogén” elektromosan ugyancsak semleges és mágneses momentuma zérus. Ez azonban nem jelenti a H és \bar{H} (hidrogén és antihidrogén) azonosságát! Vákuumban mindkettő stabil részecske, de „közönséges” anyaggal találkozva a H stabil marad, a \bar{H} viszont rendkívül rövid idő alatt megsemmisül. A hidrogénnek és antihidrogénnek ezt a szembetűnő különbségét legalkalmasabban úgy fogalmazhatjuk meg, hogy a H nukleon-töltése $+1$, a \bar{H} -é -1 . Sem a közönséges, sem az antihidrogén nem semleges tehát a nukleon-töltés szempontjából; a közönséges anyagnak pozitív nukleon-töltése van.

A természeti törvényeknek a töltéskonjugációval szemben követelt szimmetriájából következik, hogy e transzformáció hatására az összes töltés előjelet vált. A töltéskonjugációnak nevezett transzformáció tehát pl. az elektront pozitronba, a protont antiprotonba, a neutront antineutronba, a közönséges hidrogént antihidrogénbe

viszi át. Az olyan részecskék, melyeknek mind az elektromos, mind a nukleon-töltése zérus, e transzformáció során általában önmagukba mennek át (γ -kvantumok, π^0 -mezonok). Hangsúlyozzuk, hogy egyetlen töltés előjelének megváltoztatása a többi töltés előjelének változatlanul hagyása mellett helytelen eredményre vezet. Ez látszik már abból is, hogy nincs olyan nukleon, melynek negatív elektromos és pozitív nukleon-töltése volna.

Rendkívül tanulságos a töltött hyperonok példája. Ismerünk két nehéz részecskét, (Σ^+ és Σ^-), melynek elektromos töltése ellenkező előjelű, de mindkettőnek pozitív a nukleon-töltése. E két részecske tehát egymással megsemmisülésre nem képes, nincsenek egymással „valódi és antirészecske” viszonyban. Az elméletből következik, hogy léteznie kell két másik részecskének ($\bar{\Sigma}^+$ és $\bar{\Sigma}^-$), melyeknek nukleon-töltése negatív. E részecskék létezését kísérletileg még nem sikerült kimutatni. A mérések szerint a Σ^+ és Σ^- részecskék tömege különböző. Ez is alátámasztja azt az állítást, hogy e két részecskének elektromos töltése ugyan ellenkező előjelű, mégsem képez „részecske-antirészecske”-párt. A „részecske-antirészecske”-pár tagjának nemcsak elektromos, hanem *minden* töltése ellentétes előjelű.

Ha a töltéskonjugáció C operátorát valamilyen rendszer esetén kétszer egymás után alkalmazzuk, a rendszer nyilvánvalóan visszakérül eredeti állapotába. Tehát $C^2 = +1$. Olyan részecskék esetén, melyet a C operátor hatása önmagukba visz át (vagyis változatlanul hagy), a hullámfüggvényt a C operátor akár $(+1)$ -gyel, akár (-1) -gyel szorozhatja. Mindkét lehetőség összefér a $C^2 = +1$ követelménnyel. Célszerű tehát bevezetni az ilyen semleges részecskékre a töltésparitás fogalmát. Egyes semleges részecskék töltésparitása $+1$, azaz ezekre a részecskékre $C = +1$ (pl. π^0), másoké -1 , vagyis $C = -1$ (pl. a foton). Töltéssel rendelkező részecskékre a töltésparitás fogalma nem alkalmazható, minthogy a C operátor egyszeri alkalmazása e részecskéket más részecskébe viszi át. Kimutatható, hogy a töltésparitásra megmaradási tétel áll fenn.*

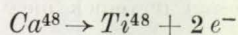
Az előbbiekből számos szigorú kiválasztási szabály következik, pl. a π^0 -mezon csak páros számú γ -kvantumra sugározódhat szét. A töltésparitás semleges részecske-rendszerre is definiálható. Így pl. a $\pi^+ + \pi^-$ mezonokból álló „atom” töltésparitása lehet $+1$ vagy -1 , attól függően, hogy az l pályamomentum páros-e vagy páratlan. A töltéskonjugáció ugyanis a π^+ -mezon π^- -mezonba viszi át, tehát ez az operáció a két részecske közönséges helycseréjével ekvivalens. S -állapotban ez az atom páros, két fotonra, vagy két π^0 -mezonra, vagy egy π^0 -ra és két fotonra bomolhat, de egy π^0 -mezonra és egy fotonra nem. Ha a töltésszimmetria szigorúan érvényes törvényét az izotóp-spin közelítő jellegű elméle-

* A β -bomlásnál csak a C töltésparitás és P közönséges térparitás szorzata marad meg, ez azonban nem érinti a mondottak lényegét. (Szerkesztő megjegyzése.)

tével egybekapcsoljuk, egész sor elegáns, de már nem szigorúan érvényes kiválasztási szabályt kaphatunk.

III. A neutrínó-töltés

A neutrínó esetén nem lehet eleve tudni, hogy a töltéskonjugáció másik részecskébe, az antineutrínóba viszi-e át (mint az elektron-pozitron-pár esetén), vagy pedig az antineutrínó azonos-e a neutrínóval, csupán egy típusú részecske van-e mint π^0 -mezón vagy foton esetén. A két lehetőségnek megfelelően a neutrínóra két elmélet lehetséges. Ez a két elmélet — az ún. Dirac-elmélet és a Majorana-elmélet — a kettős β -bomlásra lényegesen más következtetést szolgáltat. Awschalom legújabb mérései szerint azonban a szerzőnek nem sikerült észlelnie a



kettős β -bomlást, noha a mérési berendezés érzékenysége lehetővé tette volna a $2 \cdot 10^{18}$ évnél nagyobb élettartam mérését is. Amerikai kutatók egy nagyobb csoportja megpróbált megfigyelni egy másik kettős β -bomlást ($Nd^{150} \rightarrow Sm^{150} + 2e^- + 4,4 \text{ MeV}$). Szintén negatív eredményre jutottak (az átlagos élettartam nagyobb, mint $2 + 4 \cdot 10^{18}$ év). Ezekből az eredményekből az következik, hogy a neutrínó és az antineutrínó különböző részecskék. Ekkor viszont bevezethető az elektromos és nukleon-töltés mellé egy harmadik mennyiség, mely az egyes átalakulások során meg-

marad. E harmadik töltést neutrínó-töltésnek nevezzük.*

Befejezésül megvilágítjuk az elektromos töltés különleges, sajátos helyzetét.

Az elektromos töltés megmaradásának törvényét még a klasszikus elektrodinamika kidolgozása idején felfedezték, függetlenül az elektron-elmélettől; egy test elektromos töltése az őt körülvevő elektromos tér alapján mérhető. Egy test nukleon- és neutrínó-töltése viszont csak az összes elemi rész figyelembevételével állapítható meg.

Közönséges anyagban, mely sem anti-nukleonokat, sem szabad hyperonokat és mezonokat nem tartalmaz, a nukleon-töltés — tehát a nukleonok számának — közelítő mértéke a test tömege. A tömegdefektus következtében ez a mérőszám nem egészen pontos. Egy gramm hidrogénben kevesebb nukleon van, mint a nehéz elemek egy grammjában.

Noha a neutrínó-töltés létezése nagyon valószínű, kísérleti igazolása még a jövő feladata. Ezzel kapcsolatban érdekes Marx Györgynek az a gondolata, mellyel kapcsolatot teremt a neutrínó-töltés, valamint az olyan reakciók valószínűségét jellemző állandók között, mely reakciókban neutrínók keletkeznek.

Ja. B. Zeldovics
(Moszkva)

(Fentiekben az Uszpehi Fiziceszki Nauk c. folyóirat LIX. kötetében megjelent dolgozatot rövidített formában, az elemi részek töltéseire vonatkozó fejezetekre korlátozódva közöljük. Fordította Abonyi Iván.)

A FIZIKA TANÍTÁSA

A drezdai „Technische Hochschule” magtechnikai fakultása

A szövetséges hatalmak ellenőrzési tanácsának határozata értelmében a Német Demokratikus Köztársaságban 10 éven át nem folytak magfizikai kutatások; a 10 éves szünet után, 1955 elején indultak meg ismét a magfizikai vizsgálatok. A munka megindulásához az első impulzust az adta, hogy a Szovjetunió felajánlotta: egy reaktort és egy ciklotront szállít a Német Demokratikus Köztársaságnak és segítséget nyújt a reaktor üzembe helyezésében. Már az első megfontolások azt mutatták, hogy a magfizikai kutatások nyomán magtechnika van kialakulóban, amely tekintélyes tudományos és gazdasági tényezővé válhat.

Nyilvánvaló, hogy az ilyen nagy fejlesztési feladatok megoldásának ütemét elsősorban az szabja meg, milyen szakember-gárda áll rendelkezésre. Ezért a NDK kormánya elhatározta, hogy még ugyanebben az évben a drezdai Technische Hochschulen speciális fakultást alapít, amelynek az lesz a feladata, hogy a magtechnika számára szakembereket képezzen. Ezt a kart magtechnikai fakultásnak nevezték el.

Közelfekvő volt az a gondolat, hogy ez a fakultás egy főiskolán kapjon helyet; hiszen az említett szakembereknek mérnöki-technikai képességekre van szükségük. Meg kell továbbá jegyezni, hogy más országokkal ellentétben a német technikai főiskolákon (amely a mi műegyetemeinknek felel meg — a ford.) általános természet-tudományi kar is van, ahol matematikusokat, fizikusokat és vegyészeket nagy számban képeznek ki.

Az elmúlt négy év alatt a fakultás gyorsan fejlődött. A hallgatók oktatása eleinte ideiglenes termekben folyt. A fejlesztés meggyorsítása végett a karra nemcsak első éves hallgatókat vettünk fel, hanem más főiskolákról és egyetemekről is átvettünk negyedéves hallgatókat, hogy ezen a karon fejezzék be és egészítsék ki tanulmányaikat a magtechnika követelményeinek megfelelően. Jelenleg a kar összes évfolyamán 300 hallgató tanul. Az első hallgatók 1957-ben hagyták el a magtechnikai kart s jelenleg szakterületük legfontosabb posztjain dolgoznak.

A szakemberképzés megindulásával egy időben megkezdődött a megfelelő intézetek és előadótérmekek építése is. Közben a hétemeletes, teljesen modern és jól felszerelt főépületet már átadták rendeltetésének. Pirna-Copitzban, nem messze Drezdától egy régebbi gyárat kutató-intézetként építettek át. Ebben az intézetben egy 2 MeV-os és egy 10 MeV-os betatron és egy Van-de-Graaff-generátor szolgálja a kutatás és az oktatás céljait. Épül egy 0,6 MeV-os kaszkádgenerátor is; üzembe helyezése hamarosan megtörténik.

* Az elnevezés arra utal, hogy a neutrínó csak ezzel a töltéssel rendelkezik. Elterjedtebb a lepton-töltés vagy fermiontöltés elnevezés. Megmaradását 1951—1952-ben egymástól függetlenül többen felismerték, köztük a szerző. A feltevést azóta a tapasztalat minden esetben igazolta. (Szerkesztő megjegyzése.)

A hallgatók képzése négy szakirányra tagozódik. Ezeknek a szakoknak megfelelően magfizikusokat, rádiókémikusokat, magenergetikusokat és sugárázsmérő technikusokat képezünk. A hallgatók az első három évben a fizikusokkal, vegyészekkel, gépészmérnökökkel és elektromérnökökkel együtt elsősorban alapképzést kapnak. Az oktatók tematikája a magtechnika speciális követelményeinek megfelelően csak az utolsó két évben különbözik lényegesen az alapszakok szaktárgyaitól. Ennek megfelelően a magtechnikai fakultás feladata elsősorban az oktatás betetőzése.

A magtechnikai fakultás feladata nem merül ki abban, hogy saját hallgatóit oktassa. Gondoskodni kell arról is, hogy a drezdai Technische Hochschule más szakjának hallgatói is megfelelő magfizikai és magtechnikai képzést kapjanak. Így pl. a természettudományi, gépészmérnöki és elektrotechnikai szakok hallgatói részére a magtechnikai kar oktatói magfizikai és magtechnikai előadásokat tartanak; különös súlyt helyeznek arra, hogy ezek a hallgatók megismerjék a radioaktív izotópok alkalmazásait. Ezenkívül az iparban dolgozó mérnökök 3–6 hetes tanfolyamokon vettek részt. Jelenleg egész évre kiterjedő tanfolyamot rendezünk.

Az oktatás és a kutatás összefonódása jó tradíció a német főiskolákon. Ezt a tradíciót kívánjuk ápolni

a kar intézeteiben és tanszékein, ahol különböző kutatási témával foglalkozó csoportok dolgoznak. Ilyen kutatási témák: kísérleti magfizika, elméleti magfizika, neutronfizika, magspektroszkópia, rádiókémia, magenergetika és sugárázsmérés. Egy dozimetriával és radiobiológiával foglalkozó kutatócsoport most van alakulóban.

Összefoglalva, megállapíthatjuk, hogy a Német Demokratikus Köztársaság átfogó atomenergia-programjának megvalósítása megfelelő szakemberek képzését tette szükségessé. A követelmények megvalósításának kétségtelenül nem az egyetlen módja a speciális magtechnikai fakultás alapítása. Ez a megoldás azonban nagyon megfelel a NDK speciális viszonyainak. Ez a megoldás ugyanis lehetővé tette, hogy a drezdai nagy Technikai Hochschule, ahol jelenleg több mint 10 000 hallgató tanul, a hasznos kezdeményezéseket összpontosíthassuk. Enélkül a gyors fejlesztés lehetetlen lett volna. A másik lehetőség, hogy a speciális szakokat az alapképzési szakokhoz közelebb hozzuk létre, szétforgácsoltá volna a rendelkezésre álló erőket. Egy fakultáson rövid idő alatt megvalósíthattuk azt az oktatási rendszert, amely most már évről évre szakembereket ad a tudománynak, a népgazdaságnak és az államnak, tehát köztársaságunk gazdasági terveinek megvalósítását segíti.

H. Macke
Drezda

Indukciós elvű mérőműszerek csengőtranszformátorból

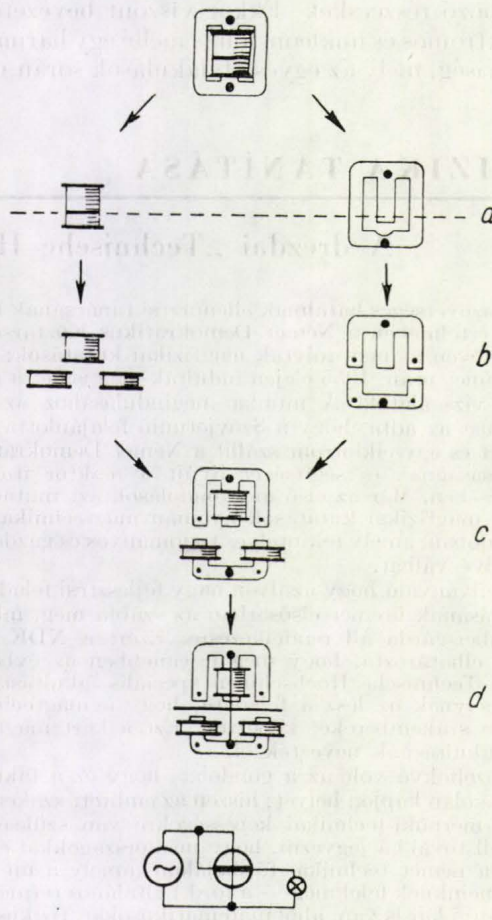
A kísérleti és műszaki villamosságban egyik fontos feladata: a váltakozó teljesítmény és fogyasztás mérése indukciós elvű mérőműszerek alkalmazásával is teljesíthető. Működésük, mint ismeretes, a váltakozóáram mágneses fluxusa által nem ferromágneses fémből álló forgórészben keltett örvényáramok és az indukáló mágnes tér kölcsönhatásán alapszik [1, 2]. Egyfluxusú mérőműszereknél egyetlen váltakozó mágneses fluxus, többfluxusú mérőműszereknél pedig — futóterükkel egymáshoz képest térben eltolva vagy forgóterükkel egymáshoz képest időben eltolva — két vagy három mágneses fluxus létesíti a forgórész kitérítő nyomatakát [3]. Teljesítménymérőknél a forgórész elektromágneses eredetű kitérítő nyomatakát a forgórész tengelyére szerelt rugó mechanikai eredetű, állandó visszatérítő nyomatéka ellensúlyozza. Fogyasztásmérőknél a forgórész elektromágneses eredetű gyorsuló forgó mozgását a forgórészre ható permanens mágnes fluxusa által keltett örvényáramoknak az indukáló mágnes térrel való kölcsönhatásából származó, a szögsebességgel arányosan növekvő fékező nyomatéka alakítja egyenletes forgó mozgássá.

A gyári indukciós mérőműszerek didaktikai szempontból kevéssé szemléletesek, de nem is állanak mindenütt rendelkezésre. A szertári alkatrészekből álló demonstrációs elrendezések [4] nagy helyet foglalnak el, felépítésük és beállításuk pedig hosszú ideig tart, mérési célokra alkalmatlanok.

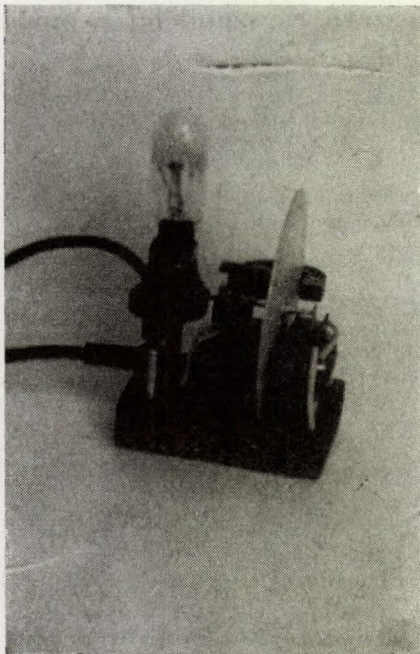
Indukciós teljesítmény- és fogyasztásmérők nemesak szemléletes, de mérésre is alkalmas formában egyszerű csengőtranszformátorból is megépíthetők. — A transzformátor csévetest nélkül újból összeszerelt vasmagját a primér tekercs hosszúságában átfűrészeljük és a csévetest szekundér tekercselését legombolyítva, a csévetestről a szekundér tekercset tartó részt lefűrészeljük (1a. ábra). A két fél-vasmag szélső szárait átfűrészelve, a vasmagokat csavarokkal összeszorítjuk, majd a rövidebb vasmag szélső száiraira illő két csévetestet készítünk, melyekre a volt szekundér tekercshuzal felét-felét feltekercseljük (1b. ábra). A volt primér tekercset a hosszabb vasmag középső szárára, a két kis tekercset a rövidebb vasmag két szélső szárára húzva (1c. ábra), a két vasmagot úgy szereljük egy szigetelő lapra, hogy légrésükben egy megfelelően csapágyazott alumínium tárcsa éppen hogy foroghasson (1d. ábra). Teljesítménymérőnél a tárcsa tengelyére zsebóra hajszálrugót (2. ábra), fogyasztásmérőnél a tárcsa széléhez kis légrésű permanens mágnes szerelve (3. ábra), a tekercskivezetések megfelelő bekötése

[5] után a háromfluxusú indukciós műszerek üzemkészek.

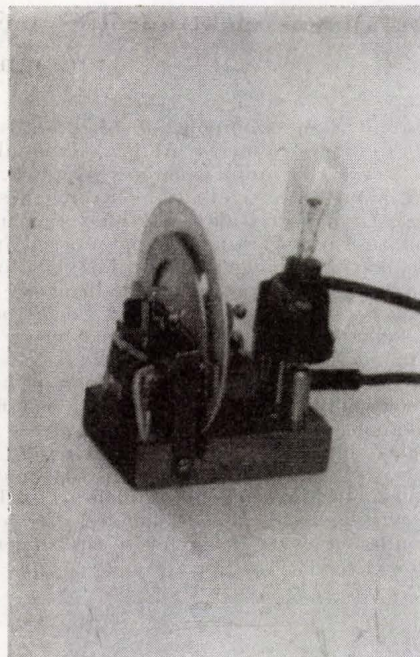
Egy gyakorlatilag kivitelezett teljesítménymérő és egy fogyasztásmérő hitelesítési görbéi (4. és 5. ábra) alapján a modellekkel olyan kis teljesítmény- és fogyasztás



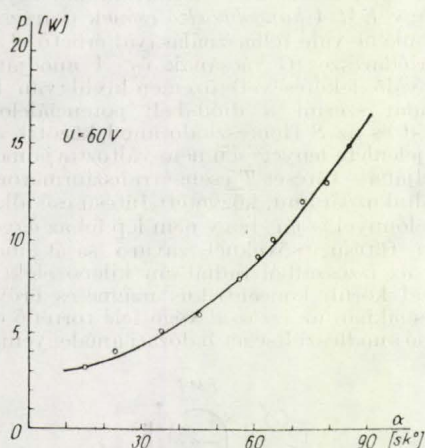
1. ábra



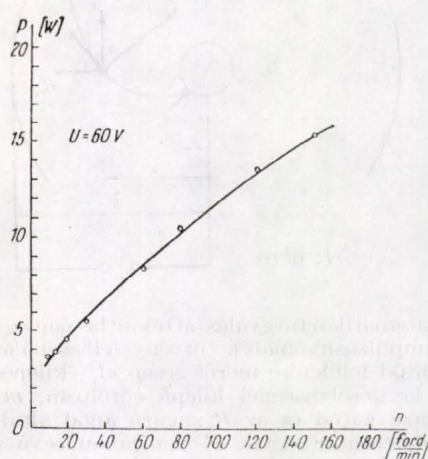
2. ábra



3. ábra



4. ábra



5. ábra

értékek mérhetők, melyek mérésére szolgáló mérőműszereket iparilag nem gyártanak. — A modellek működése kis tantermekben közvetlenül, nagyobbakban pedig pontvetítéssel vagy (plexiüvegre szerelve) diavetítéssel szemléltethető. Elkészítésük diákkörök feladata is lehet, hitelesítésük és mérésre való felhasználásuk pedig laboratóriumi gyakorlatok tárgyát is képezheti.

László Tihamér

Kolozsvár — Bolyai Tudományegyetem
Elektromosságtan-optika tanszék

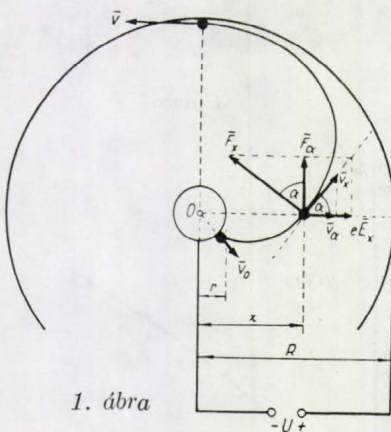
IRODALOM

1. *Magyari B.* : Villamos mérőműszerek és mérések. Budapest 1954.
2. *Istvánfy Gy.* : Villamos gépek mérése I. Budapest 1953.
3. *Arutjunov V. O.* : Villamos mérőműszerek. Budapest 1956.
4. — : Fizikai kísérletek gyűjteménye II. Budapest 1954.
5. *Karsa B.* : Villamos mérések. Budapest 1950.

A fajlagos elektrontöltés mérésének egy egyszerű és szemléletes módja a magnetron-módszer alapján

Az atomfizikai szempontból oly fontos *fajlagos elektrontöltés* különböző mérési variánsainak egyike a *magnetron-módszer*. Ez — mint ismeretes — adott, egyszerű szerkezetű, könnyen tárgyalható elektromágneses térbeli elektronpálya ismeretén alapszik, melyet a magnetron [1, 2] felépítése úgy valósít meg, hogy a villamos teret vákuumba helyezett hengeranóddal koaxiális izzókatóddal, a mágneses teret pedig az anódhengerrel koncentrikus hengeres tekercssel létesíti. Az elektronemittáló katódhoz képest radiális villamos térre így a katóddal koaxiális mágneses tér szuperponálódik.

Hogy az oktatás gyakorlatából sokszor hiányzik a fajlagos elektrontöltés mérése, és hogy a magnetron-elv kísérleti demonstrálása legfeljebb csökevényes formában imint: elektronnyaláb eltérítése mágneses erőterrel) szerepel [3], az részben a szabatos tárgyalás matematikai [4, 5] és a magnetron-effektus szemléltetési nehézségeire vezethető vissza, részben arra, hogy a méréselrendezés 3–4 mérőműszert és megfelelő felépítésű hengeres diódát igényel [6, 7].



A matematikai tárgyalás áttekinthetően egyszerűsíthető az impulzusnyomaték törvény felhasználásával [8]. Az izzókatód felületére merőlegesen eU_0 kilépési munka árán v_0 kezdősebességgel kilépő e töltésű, m tömegű, az r sugarú katód és az R sugarú anód által alkotott hengerkondenzátor egyik P pontjában levő elektront (1. ábra): 1. az anódfeszültség által létesített radiális villamos térerősség eE_x erővel, eU_x munkával \vec{v}_x lineáris sebességre gyorsítja, 2. a mágnesező áram által létesített axiális mágneses indukció pedig radiális irányból a pillanatnyi sebesség és a mágneses tér iránya által meghatározott síkra merőleges $\vec{F}_x = e(\vec{v}_x \times \vec{B}_x)$ erővel a szögeltérítési és $m\omega^2$ tehetetlenségi nyomatékának növekedése közben $\omega_x = \frac{v_x}{x}$ szögsebességhez juttatja. — A villamos

tér energiaviszonyait az $eU_x = \frac{1}{2} m (v_x^2 - v_0^2)$ energiaegyenlet fejezi ki. A mágneses tér a mozgó elektronra (a $|\vec{v}_x| = v_x \cdot \cos \alpha = \frac{dx}{dt}$ radiális sebességkomponensére merőleges $|\vec{F}_x| = F_x \cdot \cos \alpha$ erőkomponens révén) $\vec{M}_x = \vec{x} \times \vec{F}_x$ forgatónyomatékkal hat, melynek $|\vec{M}_x| = x v_x B_x \cos \alpha = x \frac{dx}{dt} B_x$ számértéke az *impulzusnyomaték törvény* alapján $|\vec{M}_x| = \frac{d}{dt} (m x^2 \omega_x)$, ahonnan integrálás után (az elektronkilépési helyet meghatározó: $x = r$ és $\omega_r = 0$ összefüggések figyelembevételével $\frac{1}{2} B_x e (x^2 - r^2) = m x^2 \omega_x$. Az elektron által tangenciáli-

san érintett anódhengeren (az $x = R$ helyen) érvényes $eU = \frac{1}{2} m (v^2 - v_0^2)$ energiaegyenlet és az $\frac{1}{2} B_x e (R^2 - r^2) = m R v$ impulzusnyomaték egyenlet összevetéséből (v kiküszöbölésével) adódik a

$$2 U \frac{e}{m} + v_0^2 = \left(\frac{e}{m} B_x \frac{R^2 - r^2}{2 R} \right)^2$$

lezárási (visszatérítési) feltétel. — A *fajlagos elektrontöltés* értéke, a v_0 kezdősebesség ismeretének hiányában, a feltételnek elegendő két, egymáshoz tartozó feszültség és indukció értékpár birtokában a

$$2 U_2 \frac{e}{m} + v_0^2 = \left(\frac{e}{m} B_2 \frac{R^2 - r^2}{2 R} \right)^2$$

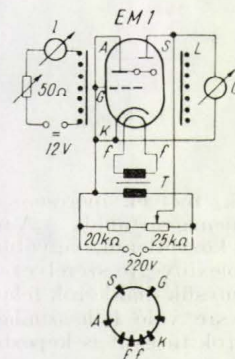
$$2 U_1 \frac{e}{m} + v_0^2 = \left(\frac{e}{m} B_1 \frac{R^2 - r^2}{2 R} \right)^2$$

egyenletpárból a v_0 kezdősebesség kiküszöbölése révén

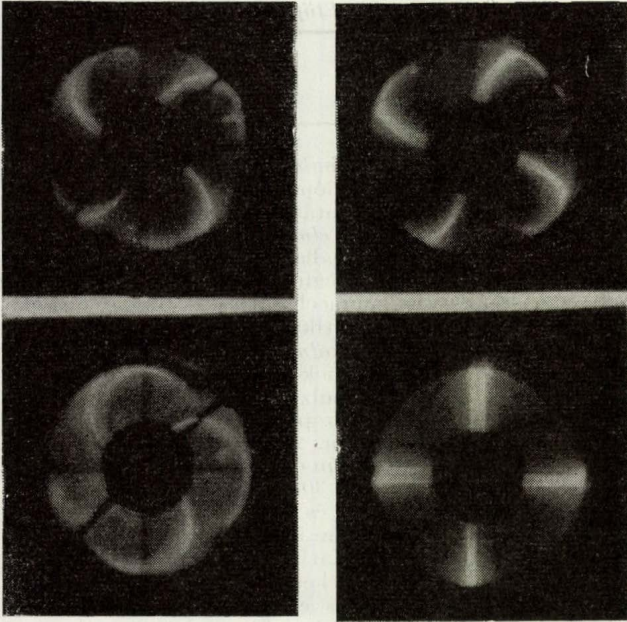
$$\frac{e}{m} = \frac{8 R^2}{(R^2 - r^2)^2} \cdot \frac{U_2 - U_1}{B_2^2 - B_1^2} \sim \frac{8}{R^2} \cdot \frac{U_2 - U_1}{B_2^2 - B_1^2}$$

ha $(R - r) \ll R$, vagyis az izzókatód sugara az anódhengeréhez képest elhanyagolható.

A szemléletesség és a mérés technikai egyszerűsítés EM 1 vagy EM 4 hangolásijelző csőnek (varázsszemnek) magnetronként való felhasználásával érhető el (2. ábra). A cső triódarésze (G rácának és A anódjának a K katódra való lekötésével) üzemben kívül van helyezve. (Tapasztalat szerint a diódabeli potenciáloszlást [9] a K katód és az S fluoreszkáló anód közötti A eltérítő késanód jelenléte lényegesen nem változtatja meg.) A cső izzókatódjának fűtését T csengőtranszformátor szolgáltatja. Váltakozóáramú, közvetett fűtésű cső alkalmazása azzal az előnnyel is jár, hogy nem lép fel az egyenáramú, közvetlen fűtésű csőveknél zavaró saját magnetron-effektus (az izzószálból radiálisan kilépő elektronoknak az izzószál körüli koncentrikus mágneses erővonalakra merőleges síkban az izzószál vége felé történő eltérítése) [10]. A cső anódfeszültségét hálózati anódegyenirányítóra



vagy közvetlenül a váltakozóáramú hálózatra kötött feszültségosztóról nyeri. (Az első megoldás előnye az elektronsugár fluoreszkáló nyomának intenzívebb volta, az utóbbié pedig a készülék nagyobb egyszerűsége.) A csőbeli fluoreszkáló anód egyrészt a mindenkor elektronpályát teszi láthatóvá, másrészt az anódköri árammértő alkalmazását teszi feleslegessé. Így mindössze a villamos teret létesítő U anódfeszültség csúcserősségét és a mágneses teret létesítő I gerjesztő áram erősségét kell mérni, a *visszatérítési feltétel teljesülése vizuálisan* állapítható meg. A B_c kritikus mágneses indukciónál bekövetkező visszatérítés a cső ablakára helyezett celuloid körlapra rajzolt kereszt segítségével történhetik (3. ábra). (Mivel a cső 0 V rácshőfeszültség mellett elektronnyalábja-



3. ábra

nak fényszöge az anódfeszültség növelésével keskenyedik [11] és fluoreszkáló nyomának intenzitása fokozódik, a visszatérítés megállapítása az anódfeszültség növelésével könnyebbé válik.)

A cső izzókatódjának sugara $r = 0,4$ mm, kónikus fluoreszkáló anódjának legnagyobb sugara $R = 10$ mm körüli és így a kritikus mágneses indukció értéke

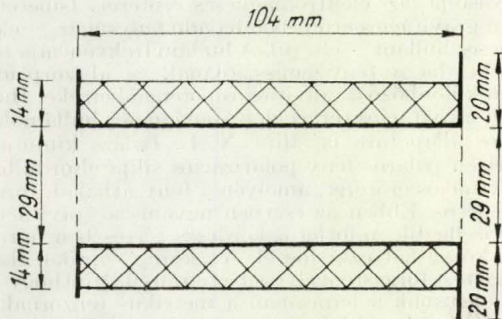
$$B_c = \sqrt{\frac{8U}{R^2 \frac{e}{m}}} = \sqrt{\frac{8}{0,01^2 \cdot 1,76 \cdot 10^{11}}} \sqrt{U} \sim 6,7 \sqrt{U} \frac{Vs}{m^2}$$

aminek alapján az $U = f(B_c)$ lezárási parabola [12] könnyen megszerkeszthető. A csövet körülvevő hengeres tekercsel (4. ábra) létesíthető mágneses indukció értéke

$$B = \mu_0 H = \mu_0 \frac{n I}{l} = 1,257 \cdot 10^{-6} \frac{2250}{0,104} I \sim 2,7 \cdot 10^{-2} I \frac{Vs}{m^2}$$

Az

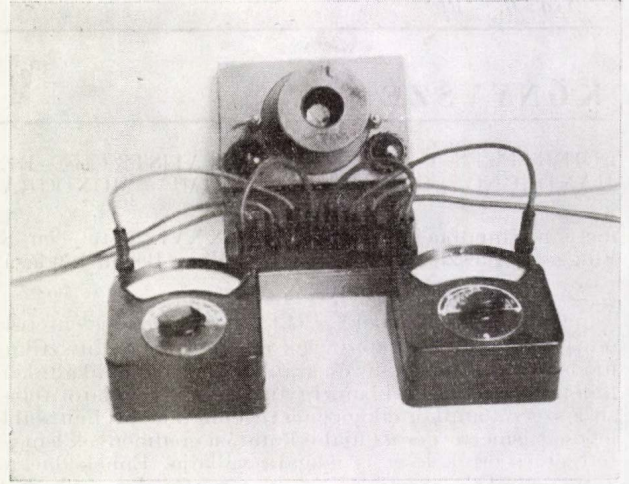
$$\frac{e}{m} = \frac{8}{R^2} \frac{U_2 - U_1}{B_2^2 - B_1^2} = \frac{8}{0,01^2} \cdot \frac{U_2 - U_1}{7,29 \cdot 10^{-4} (I_2^2 - I_1^2)} \sim 1,1 \cdot 10^8 \frac{U_2 - U_1}{I_2^2 - I_1^2} \frac{As}{kg}$$



$$n = 15 \times 150 = 2250$$

$$\phi = 0,7 \text{ mm [email]}$$

5. ábra



4. ábra

képlettel számolva az $\frac{e}{m} = (1,7592 \pm 0,0005) \cdot 10^{11} \frac{As}{kg}$ irodalmi értéktől legfeljebb $\pm 10\%$ -kal eltérő mérés eredmények adódtak. A mérés pontossága kétségtelenül nem nagy, de a mérési berendezés (5. ábra) nagy egyszerűségét, csekély műszerszükségletét és a különleges alkatrészek hiányát tekintve, kielégítő. Maga a mérés-eljárás igen gyors és rendkívül szemléletes.

Összefoglalás

Fajlagos elektrontöltés mérése a magnetron-elv alapján, hengeres tekercsbe helyezett, váltakozóáramforrásról táplált hangolászjelző cső felhasználásával. Az elektronok pályájának a mágneses tér által okozott módosulása a fluoreszkáló anódon folyamatosan és könnyen követhető. A visszatérítési feltétel teljesülése (az áramindukció jellegzőgörbe hosszadalmas felvétele nélkül) egyszerűen vizuálisan állapítható meg. A méréshez egyetlen egyetemes műszer is elegendő.

László Tihamér

Bolyai Tudományegyetem, Kolozsvár
Elektromosság-tan-optika Tanszék

IRODALOM

1. Hull, A. W. : Journ. Amer. Inst. Electr. Engrs. 40 (1921) 715.
2. Hull, A. W. : Phys. Rev. 18 (1921) 31.
3. Hull, A. W. : Fizikai kísérletek gyűjteménye II. Budapest 1945. 173.
4. Greinacher, H. : Verh. Dtsch. Physik. Ges. 14 (1912) 856.
5. Faragó P.—Pócza J. : Elektronfizika. Budapest 1954. 116, 312.
6. Iveronova, V. I. : Lucrări practice de fizică (ford. oroszról). București 1953. 357.
7. Groma, G. : Fizikai mérések (jegyzet) Budapest 1955. 54.
8. Greinacher, H. : Ergänzungen zur Experimentalphysik. Wien 1948. 174.
9. Barkhansen, H. : Lehrbuch der Elektronen-Röhren I. Leipzig 1942. 40.
10. Hull, A. W. : Journ. Amer. Inst. Electr. Engrs. 42 (1923) 1013.
11. Hull, A. W. : Daten und Schaltungen moderner Empfänger- und Krafverstärkeröhren II. Eindhoven 1940. 137.
12. Strutt, A. T. : Rádióhírközlés (ford. angolból). Budapest 1957. 376.

KÖNYVSZEMLE

ISMERTETÉS GOMBÁS PÁL „STATISTISCHE BEHANDLUNG DES ATOMS” CÍMŰ MONOGRÁFIÁJÁRÓL,

mely a Handbuch der Physik XXXVI. kötetében S. Flügge szerkesztésében a Springer Vlg., Berlin kiadásában jelent meg.

Gombás könyvének* 1949-ben való megjelentetése óta, jórészt ennek a könyvnek a hatására, a statisztikus módszer igen elterjedt és számos cikket publikáltak a különböző folyóiratokban. Így igen nehéz feladatot teljesít a szerző, amikor cikkében a régebbi fejlődés fontosabb lépéseit ismerteti és az újabb kutatási eredmények ismertetését és értékelését is magára vállalja. Ennek dacára a monográfia összefüggő és jó vezérfonalat szolgáltat azoknak, akik ennek alapján akarnak cikkek tanulmányozásával a statisztikus atomfizikai kutatás mai (1955) helyzetével megismerkedni.

A monográfiában érintett témákról az alábbi tartalomjegyzék nyújt felvilágosítást: 1. Bevezetés I. Az atom statisztikus tárgyalásának alapjai. 2. Szabad elektronokból álló elektrongáz. 3. Szabad elektronok kölcsönhatásai. II. Thomas-Fermi statisztikus modellje. 4. A Thomas-Fermi modell megalapozása. 5. A Thomas-Fermi atommodell. 6. A Thomas-Fermi egyenlet megoldása atomokra. 7. Az elektrongáz sűrűségeloszlása a Thomas-Fermi atomban. 8. A Thomas-Fermi atom energiája és energiaösszefüggések. 9. Fermi és Amaldi korrekciója. 10. A Ritz-módszer a potenciál- és elektroneloszlás meghatározására. III. A statisztikus modell bővítései. 11. A kicserélődési korrekció. 12. A korrekciós korrekció. 13. Az atom elektronjainak csoportosítása a mellékkvantumszám szerint. 14. A kinetikus inhomogenitási korrekció. 15. Igen magas hőmérsékletekre érvényes korrekció. 16. A relativisztikus korrekció. 17. A statisztikus atommodell nem eltűnő impulzusnyoma-

tékkal. IV. Perturbációszámítás. 18. Egyszerű statisztikus rendszerek perturbációja. 19. Lezárt elektronhéjú atomok és ionok kölcsönhatási energiája első közelítésben. V. A statisztikus elmélet továbbfejlesztése. 20. Teljesen betöltött elektronállapotokra vonatkozó betöltési tilalom statisztikus megfogalmazása. 21. A statisztikus módszer és a hullámmechanika közti összefüggések. 22. Az elektrongáz nem statikus tárgyalása. VI. Az atom statisztikus elméletének alkalmazásai. a) Atomok. 23. Elektroncsoportok az elemek periódusos rendszerében. Atomok közepes pályaimpulzusnyomaték négyzete. 24. Ionizációs energiák. 25. Közepes gerjesztési energiák. 26. Atomspektrumok számítása. 27. A ritka földfémek csoportjának elmélete. 28. Atom és ionsugarak. 29. Diamágneses szuszceptibilitások. 30. Polarizálhatóságok. 31. Atomok és ionok röntgen- és elektronsugár szóróképesége. 32. A statisztikus atom impulzuseloszlása és ennek alkalmazása a Compton-vonal intenzitáseloszlásának meghatározására. 33. Atomok fékezőképessége. b) Molekulák. 34. Molekulák potenciál és elektroneloszlása és ennek alkalmazásai. 35. Energiaösszefüggések. 36. Heteropoláros molekulák. 37. Homöopoláros molekulák. c) Kristályok. 38. Általános áttekintés. 39. Ion-kristályok. 40. Fémek. d) A nagy nyomás alatt levő anyag. 41. Bevezetés. 42. A nagy nyomás alatt levő anyag statisztikus modellje. 43. Az elemek nyomás-sűrűség összefüggése nagy nyomásoknál. 44. Az elemek nyomás kompresszibilitás összefüggése nagy nyomásoknál az abszolút hőmérsékleti skála nulla pontján. Bibliográfia.

A bibliográfia és a lábjegyzetekben idézett irodalom együtt 1955 végéig teljes összefoglalása az ezen a téren folyt munkának. A monográfia a szerző közismert könyven olvasható és jól áttekinthető stílusában van megírva. Sajnálatos körülmény, hogy a Handbuch der Physik kötetének igen magas ára miatt a monográfiát az érdeklődők kézikönyvként nem szerezhetik meg.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

μ mezon bomlása három elektronra. — A $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ bomlás a legrégebben ismert a mezonbomlások között. Eddig semmi jel sem mutatott arra, hogy a μ mezonok bomlása másképp is történhetné. Az utóbbi időben Gurevics, Nyikolszkij és Szurkova hírt adott arról (ZsETF 37, 318, 1959), hogy egy fotoemulzióban észlelt megálló μ mezon nyomának végéből három elektron nyom kiindulását tapasztalták. Feltéve, hogy nem véletlenül egybeeső nyomvégekről van szó, a jelenség a következőképpen értelmezhető:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^- + \nu + \bar{\nu} \quad (1)$$

Neutrínók nélkül az esemény nem magyarázható, mert a három elektronpálya távolról sem esik egy síkba. (Szögeik: $\theta_{12} = 8,6^\circ$, $\theta_{23} = 10,5^\circ$, $\theta_{31} = 10,6^\circ$). Lehetőséges ellenben, hogy olyan

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} + \gamma \quad (2)$$

bomlásról van szó, amelynél a γ csak virtuálisan jelenik meg, azonnal bomlik elektronpárra (Dalitz-esemény). Az elektronok szögei alapján becslve a γ rész energiája körülbelül 15 MeV lehetett. A szerzők 50 000 μ mezonbomlás közül találták ezt az egy eseményt. Figyelembe véve az emulzióban eddig észlelt összes μ mezonbomlásokat, azt kell mondani, hogy az (1) vagy (2) bomlásforma gyakorisága néhányszor 10^{-6} lehet, — ismét hang-

súlyozva azt a feltételezést, hogy nem véletlenül egybeeső nyomvégekről van szó. (Ilyen véletlen egybeesés valószínűsége azonban normális körülmények között még 10^{-6} -nál is lényegesen kisebb. A szerzők nem közölnek becslést a véletlen egybeesés valószínűségére.) S. A.

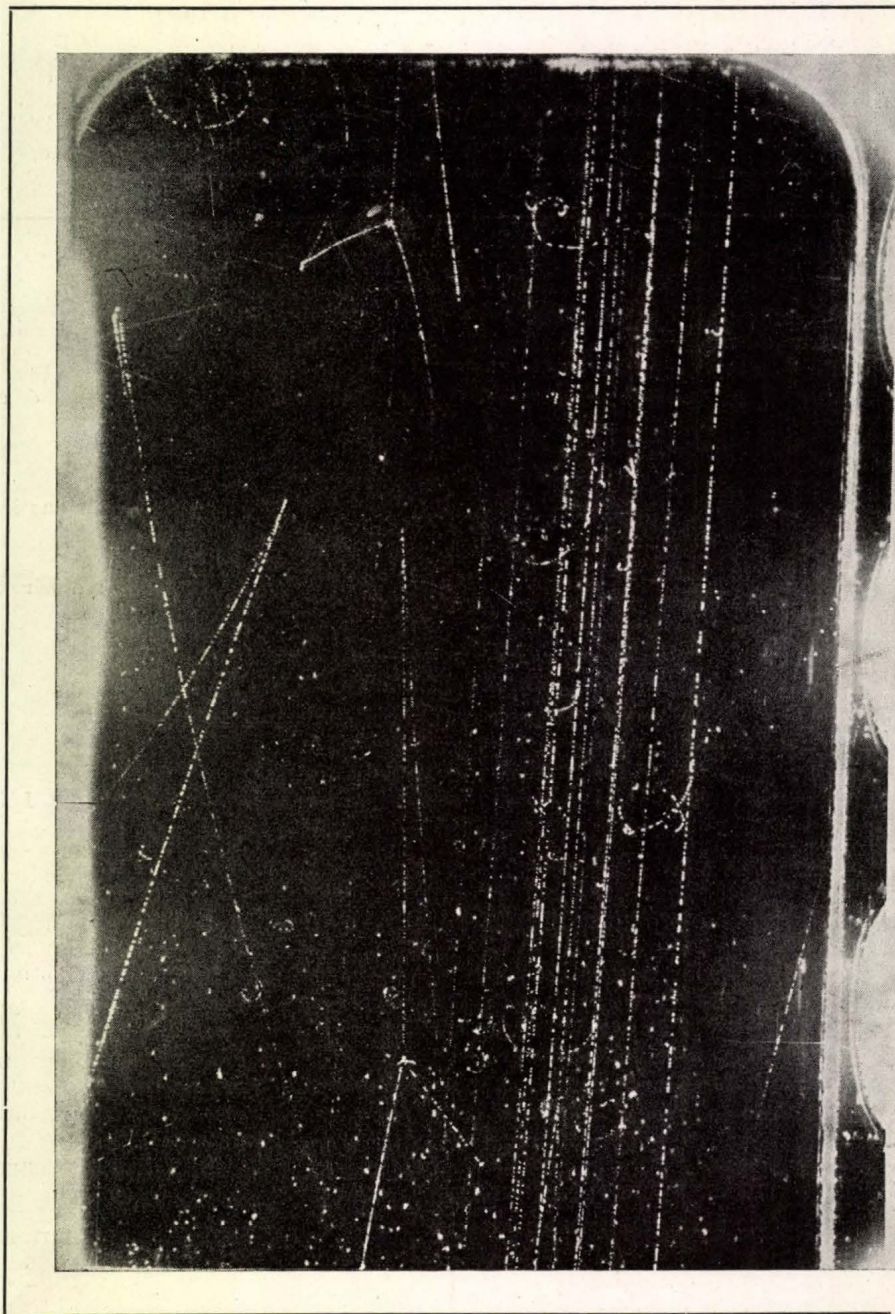
Forgó test gravitációs erőterének hatása az elektromágneses hullám polarizációs síkjára. Az általános relativitáselmélet eredményei szerint a gravitációs erőter befolyásolja az elektromágneses erőteret. Ismeretes pl. hogy a gravitációs erőterben haladó fénysugár — elektromágneses hullám — eltérül. A hullám frekvenciája is megváltozik, ha a fény emissziójának és abszorpciójának helyén különböző a gravitációs potenciál értéke. Hatással lehet a gravitációs tér az elektromágneses hullámok polarizációs állapotára is. Mint N. L. Balázs kimutatta, a lineárisan poláros fény polarizációs síkja elfordulhat, ha a gravitációs erőteret, amelyen a fény áthalad, forgó test hozza létre. Ebben az esetben ugyanis a gravitációs tér úgy viselkedik, mintha a kérdéses térrészben optikailag aktív közeg helyezkedne el. A „közeg” optikai tengelye a forgó test forgástengelyével egyirányú. Minthogy ennek az effektusnak a leírásában a metrikus tenzornak a fődiagonálison kívül fekvő elemei játszanak szerepet, tulajdonképpen „relativisztikusabb” jelenséggel állunk szemben, mint a fénysugár elgörbülése és a spektrumvonal-eltolódás. A polarizációs sík elfordulása, azonban még a Nap erőterén való áthaladáskor is csak 10^{-12} radián nagyságrendű és így a tapasztalat számára még hozzáférhetetlen. (Phys. Rev. 110. 236. 1958.) A. I.

* P. Gombás: Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen, Wien, Springer Vlg., 1949. Megjelent magyar nyelven is az Akadémiai Kiadó kiadásában.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



4.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrini Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrini Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest, V., József nádor tér 1.) és bármely postahivatalnál

Csekkszámlaszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás az M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Tizenöt esztendő

Szalay Sándor: Radioaktív anyagok a légkörben és a természetes vizekben

C.F. Powell: A kozmikus sugárzás eredete

F. Tábori Gabriella: Fénycsővek fizikája

Hédervári Péter: Mágneses módszer a földtörténeti kutatás szolgálatában

R. Plass: A hullók időfogalma

Hraskó Péter—Kosály György: A termikus reaktorok fizikai elmélete IV.

KÖNYVSZEMLE

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

15 лет

Ш. Салаи: Радиоактивные вещества в атмосфере и в естественных водах

Ф. Пауелль: Происхождение космического излучения

Г. Ф. Табори: Физика неоновых трубок

П. Хедервари: Магнетический метод на службе исследования истории земли

Пласс: Понятие времени у рептилий

П. Храшко—Дь. Кошай: Физическая теория термореакторов IV.

ОБЗОР КНИГ

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

15 Jahre

S. Szalay: Die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre und in den Naturwässern

C.F. Powell: Der Ursprung der Kosmischen Strahlung

G. F. Tábori: Physik der Leuchtröhren

P. Hédervári: Die Magnetmethode im Dienste der Erdgeschichtsforschung

Plass: Der Zeitbegriff bei den Reptilien

P. Hraskó—Gy. Kosály: Die physikalische Theorie der thermischen Reaktoren IV.

BUCHBESPRECHUNG

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Ritka elemi részek társas keletkezése. Az Egyesített Atommagkutató Intézet szinkrotronjával készült buborékkamrafelvétel, amelyet a KFKI Kozmikus Sugárzási Laboratóriuma dolgozott fel. Magyarázó ábra a 128. oldalon.)

A kiadásért felelős: Bernát György, az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett: 1960. I. 7. — Pédányyszám: 1500 — Terjedelem: 4 (A/5) ív

60.50621 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

4. szám

1960. április

Tizenöt esztendő

Tizenöt év telt el azóta, hogy elhallgattak az ágyúk magyar földön.

Ez alatt a tizenöt esztendő alatt a tudomány kiváltságos vezető réteg öncélú kedvteléséből az egész magyar nép tulajdonává, általános műveltségének részévé és anyagi felemelkedésének segítőjévé vált.

Voltak tudósok, éltek eredményesen dolgozó fizikusok Magyarországon a korábbi évtizedekben is, Segner András, Jedlik Ányos, Eötvös Loránd, Farkas Gyula, Zemplén Győző, Selényi Pál, Schmid Rezső, Bródy Imre és a többiek tudományos eredményeit világszerte elismerték és értékelték. Mai vezető tudósaink közül is többen kimagasló eredményeket értek el ebben az időben. Mégis a Habsburg- és Horthy-Magyarországon, hasonlóan a többi kapitalista „kis” országhoz, fizikusnak lenni különlegesség, kuriózum volt. A fizikusok többsége nem társadalmi és kormányzati segítséggel, hanem annak ellenére lett fizikus. Még nagyobb azoknak a száma, akik elmenekültek a mostoha viszonyok elől, és hajlamaikat kedvezőbb feltételt nyújtó gazdag országokban követték. Így alkotásaikkal ők talán még eredményesebben hozzájárulhattak az emberiség tudományos sikereihez, de a magyar nép művelődésének felemelése, a hazai tudományos kutatás szempontjából munkájuk hatástalan maradt. Igaz tiszteletünk azoké, akik vállalva a mostoha sorsot, itthon maradtak, és legalább egyes egyetemi tanszékeken vagy kapitalista vállalatok ipari laboratóriumaiban lehetővé tették, hogy a fizikai kutatás Jedlik és Eötvös nagyszerű kezdeményezése után a XX. század első felében sem szüneteljen hazánkban. Az ilyenek száma azonban nagyon csekély volt.

A felszabadulás után minden megváltozott. Még fel sem épült romjaiból az ország, de demokratikus kormányzatunk már új egyetemi tanszékek felállításával sietett legalább a megalapozás biztosítására: új tudós generáció kiképzésére. Amikor azután begyógyultak a háború ütötte sebek, amikor népünk egyértelműen a szocializmus útját választotta, a Párt, a Kormány és az újjászületett Akadémia egyértelműen a természettudományos kutatás felvirágozását jelölte meg, mint népünk anyagi és kulturális felemelkedésének, az ország ipari fejlesztésének, a szocializmus felépítésének szerves tartozékát.

A tudományos kutató és a tudomány tanítója megszűnt idegen ember lenni saját hazájában. Nem

az ország irányítóinak és a vezető rétegeknek ellenére, hanem azok teljes erkölcsi és anyagi támogatásával végzi munkáját, sőt a szocialistává nemesedő társadalomtól állandó ösztönzést is kap munkájához. A fizikus elvesztette azt a kuriózumban rejlő nimbuszt, ami neki, az oroszánvadászokkal és a spiritiszttákkal együtt kijárt az ország régi sznob urai szemében, de az eredményes munkával elnyerheti azt a megbecsülést, amely nálunk minden építő munkát, hazánk és az emberiség felemelkedését előmozdító haladó alkotást megillet.

A magyar fizikus nem idegen hazájában, hanem a munkások és parasztok oldalán dolgozik munkahelyén, iskolákban, gyárakban, kutatóintézetekben. A magyar fizikus többé nem szegény, elmaradt ember, az emberiség nagy tudományos erőfeszítésében, amely az anyag megismerésére és építő felhasználásra irányul, hanem a szocialista országok tudósaival együtt vesz részt nemzetközi tudományos kongresszusokon és számol be eredményeiről. A Szovjetunió segítségével lehetővé tette, hogy sok fejlett kapitalista országot megelőzve fizikusaink atomreaktorral, radioaktív izotópokkal kísérletezzenek, résztvegyenek a világ egyik legnagyobb fizikai intézményének, az Egyesített Atommagkutató Intézetnek a munkájában, és nálunk még nem honos területekre a Szovjetunió egyetemein és laboratóriumaiban képezzék ki az új szakembereket.

Tizenöt éve egyesével kellett nálunk összeszámolni a fizikusokat. Ma százasaival. 1945 előtt közömbös társadalomban különcként élt a fizikus. 1960-ban a többi dolgozóval azonos eszmény fűti: a szocializmus építésének hősi pátosza. A mai társadalom nemcsak elnézi, hanem ösztönzi és milliókkal segíti a fizikai kutatást. A mi feladatunk, hogy megfeleljünk ennek a várakozásnak. A kezdet biztató. 1945 előtt egyesével csöppentek olyan dolgozatok, amellyel a világ közvéleménye elé merhetett állni a magyar fizikai kutatás. Ma már csak tizesével vagy százasaival számolva tarthatjuk ezeket számon. De a termelő társadalom, munkásosztály és parasztság által adott lehetőségek igazi valóra-váltása, a munka elmélyítése még előttünk álló kötelesség. Ezt bevállalva részeseivé válunk a Szovjetunió által kezdeményezett békés versenynek, amely régi és új, kapitalista és szocialista társadalom közt a tudomány területén is folyik.

1945

Újra megindul az egyetemi oktatás.

1946

A fizikusok a Természettudományi Társulat Fizikai Szakosztályába tömörülnek.

1947

Megjelenik a Hungarica Acta Physica első száma.

A Budapesti Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke megkezdi működését.

1948

Kiemelkedő jelentőségű munkák jutalmazásaként első ízben osztják ki a Kossuth-díjakat.

Kossuth-díjjal tüntetik ki Gombás Pál akadémikust, Öveges Józsefet.

1949

Megalakul a Műszaki és Tudományos Egyesületek Szövetsége.

Megalakul az Eötvös Loránd Fizikai Társulat.

A kutatók támogatására anyagi juttatást biztosítanak.

Megalakul a budapesti Orvosfizikai Tanszék. Fizikai tanszék alakul Miskolcon.

Az első két évfolyamon megindul a fizikusképzés.

Kossuth-díjjal tüntetik ki Novobátszky Károly akadémikust.

1950

Augusztus 18-án minisztertanácsi rendelet jelenik meg a Központi Fizikai Kutató Intézet alapításáról. A spektroszkópiai és kozmikus sugárzási osztályon megindul a munka.

A Természettudományi Karhoz csatolják a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet, egyidejűleg külön orvosfizikai tanszéket kap Debrecenben az orvosegyetem.

Megkezdik munkáját a budapesti elektromikroszkóp-laboratórium (később ebből alakul a Műszaki Fizikai Kutató Intézet mikromorfológiai osztálya).

Megjelenik a Fizikai Szemle első száma.

Májusban megalakul az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportja, majd szeptemberben a debreceni csoport kezdi meg működését.

Kossuth-díjjal jutalmazzák Gombás Pál és Neugebauer Tibor munkásságát.

A Fizikai Társulat Bródy-díjjal tünteti ki Nagy Elemért, a Schmid-díjat Hoffmann Tibor kapja.

1951

Megkezdik munkáját az első magyarországi nagyfeszültségű részecskegyorsító.

Megindul az aspiránsképzés.

A fizikusok első ízben jönnek össze vándorgyűlésen Pécsen.

Megkezdik munkáját a Budapesti Pedagógus Továbbképző Intézet, amely később Budapesti Pedagógus Szeminárium néven folytatja működését.

Kossuth-díjat kap Jánossy Lajos, Kovács István és Budó Ágoston.

A Bródy-díjat Bodó Zsolt, a Schmid-díjat Marx György kapja.

1952

A fizikusok Debrecenben a II. Vándorgyűlésen számolnak be munkájukról.

Megalakul a Központi Pedagógus Továbbképző Intézet.

Az Akadémia átszervezése után új sorozatban indul az Acta Physica Hungarica.

Megalakul az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egri csoportja.

Kossuth-díjat kap Szalay Sándor, Selényi Pál, Simonyi Károly, Ács Ernő.

Bródy-díjat kap Pauncz Rezső és Gergely György. Schmid-díjat kap Fenyves Ervin és Haiman Ottó.

1953

Megindul a Magyar Fizikai Folyóirat.

Fizikuskongresszust rendeznek Budapesten.

Bródy-díjat kap Medveczky László és Szimán Oszkár. Schmid-díjat kap Gáspár Rezső és Szamosi Géza.

Kossuth-díjat kap Ernst Jenő, Gyulay Zoltán, Novobátszky Károly, Huszka Ernőné, Renner János.

1954

Vándorgyűlést rendeznek a fizikusok Budapesten.

Megalakul az Akadémia Elméleti Fizikai Kutatócsoportja.

Megkezdik munkáját a debreceni Atommagkutató Intézet.

Bródy-díj: Pál Lénárd. Schmid-díj: Mátrai Tibor.

Kossuth-díjat kap Budincsevits Andor, Ács Ernő, Vermes Miklós.

1955

Szerződést kötünk a Szovjetunióval reaktor-építésre.

Relativitáselméleti kollokviumot rendeznek Dobogókőn, magfizikai kollokviumot Mátraházán.

Vándorgyűlés Egerben.

Első akusztikai és ultrahang kollokvium Budapesten.

Kossuth-díjat kap Dallos András, Marx György, Ernst Jenő.

Bródy-díjat kap Náray Zsolt. Schmid-díjat kap: Györgyi Géza, Nagy Károly.

1956

Magyarország és a többi szocialista ország részvételével megalakul az Egyesített Atommagkutató Intézet Dubnában.

Elektronfizikai kollokviumot tartanak Dobogókőn.

Vándorgyűlésre ötödször jönnek össze a fizikusok, ezúttal Veszprémben.

Spektroszkópiai ankét Szegeden.
Atommagfizikai Kísérleti Eszközök kollokvium
Debrecenben.

Megalakul az Országos Atomenergia Bizottság.
Megalakul a Röntgen- és Sugárfizikai Intézet.
Nemzetközi kozmikus sugárzási konferencia
Budapesten.

Bródy-díj: Nagy Kázmér.

Schmid-díj: Nagy János.

1957

II. Magfizikai kollokvium Mátraházán.

Elemi rész kollokvium Balatonvilágoson.

Szilárdtest-fizikai kollokvium Budapesten.

I. Középiskolai tanári konferencia Budapesten.

Megalakul az Eötvös Loránd Tudományegyetem az atomfizikai tanszék.

Tudományos és Felsőoktatási Tanács alakul a felsőoktatás és a kutatás összehangolása végett.

Debrecenben a Tudományegyetem Gyakorlati Fizikai Tanszékkal bővül.

Kossuth-díjat kap Egyed László

Bródy-díj: Csikai Gyula.

Schmid-díj: Szépfalussy Péter.

1958

Kollokvium a gázkisülések fizikájáról Balatonvilágoson.

II. Elemi rész kollokvium Balatonvilágoson.

Spektroszkópiai kollokvium Budapesten.

II. Középiskolai tanári konferencia Budapesten.

A BUPTI Fővárosi Pedagógiai Szemináriummal alakul át.

Megkezdí munkáját a Műszaki Fizikai Kutató Intézet.

Kossuth-díj: Bayer István.

Bródy-díj: Erő János, Keszthelyi Lajos.

Schmid-díj: Gombay Lajos, Láng László.

Megalakul az Eötvös Loránd Fizikai Társulat miskolci csoportja.

1959

Márciusban üzembe helyezik az első magyarországi atomreaktort.

Megindulnak a Középiskolai Fizikai Lapok.

Vándorgyűlés Szegeden.

II. Akusztikai kollokvium Budapesten.

III. Középiskolai Tanári Konferencia Budapesten.

II. Szilárd test fizikai kollokvium Balatonfüreden, közös rendezésben az NDK Fizikai Társulatával.

Üzembe helyezik a szubkritikus reaktort.

Megalakul a Fizikai Társulat győri csoportja.

Schmid-díj: Kecskeméti István.

Bródy-díj: Jeszenszky Béla.

Kossuth-díj: Szigeti György, Szép Iván, Bodó Zalán.

1960

A statisztikus módszerek alkalmazásairól Dobogókőn kollokviumot rendeznek.

Megalakulnak az Akadémia tanszéki kutatócsoportjai (Novobátzky Károly, Gyulai Zoltán, Tarján Rezső és Budó Ágoston vezetése alatt).

Fizikus vándorgyűlést tervezünk Miskolcon.

A III. Magfizikai kollokviumot szervezik Balatonöszödön.

Radioaktív anyagok a légkörben és természetes vizekben*

Bevezetésül szeretnék rövid áttekintést nyújtani arról az igen érdekes kérdésről, az e téren az utóbbi években elért tudományos eredményekről és az ember tevékenysége következtében bekövetkezett változásokról. Közben azokat a szerény vizsgálatokat fogom röviden ismertetni, amelyeket Debrecenben irányításom mellett végzünk.

A légkörben és a vizekben előforduló radioaktív anyagok eredetük szempontjából a következő három csoportba sorozhatók: (lásd I. táblázat)

A) A természetes radioaktív anyagok és bomlási termékeik.

B) A kozmikus sugárzás által a légkörben indukált mesterséges radioaktív izotópok.

C) Az ember tevékenysége által létrehozott mesterséges radioaktív izotópok (hasadási és fúziós magátalakítási termékek).

A) *A természetes radioaktív anyagok*

Földünk több ezermillió éves kora miatt csupán néhány igen hosszú felezési idejű izotóp maradt meg számottevő mennyiségben. Ezek a

* Eötvös Loránd Fiz. Társulat 1959. augusztusi Vándorgyűlésén, Szegeden tartott előadás.

következők: U-238; U-235; Th-232; K-40; Rb-87; In-115; Sm-147; Lu-176; La-138; Re-187. A légkörben az U-238 bomlási terméke a radon jelenik meg számottevő mértékben, mérhető továbbá a Th-232 bomlásterméke, a thoron is, valamint ezen nemes gázok szilárd halmazállapotú további bomlási termékei, az ún. A, B, C, C', C'' stb. radioaktív testek, amelyek szilárd halmazállapotuknál fogva a légkörben lebegő porrészecskékhez és esőcseppekhez tapadnak, és azokkal együtt begyűjthetők és mérhetők. Az aktinon rövid felezési ideje (3,9 sec) miatt nem tud a talajból elég gyorsan ki-diffundálni, így a levegő ionizációjához nem járul hozzá számottevő mértékben.

Nincs kétség a légkör radon és thoron tartalmának eredetére vonatkozólag. Mindkettő a talajból diffundál ki a szárazföldek felett, a talaj porozitása és a légnyomás ingadozása folytán. Átlagban a radon koncentrációja egy nagyságrenddel nagyobb, mint a thoroné ugyanott, és szintén átlagban egy nagyságrenddel nagyobb szárazföldek felett, mint nagy óceánok feletti légtömegekben. Koncentrációja jóval nagyobb közvetlenül a talaj felett vagy a talajból kiszívott levegőben, mint nagyobb magasságban. A légnyomás,

légáramlás és turbulencia, valamint a talaj porozitása miatt a koncentrációja erősen ingadozó érték; szárazföld felett 10–100 atombomlás per $m^3 \cdot perc$ körül van, míg a thoroné 0,15 boml./ $m^3 \cdot perc$ alatt marad. A szoros értelemben vett urán-ércek nem járulnak hozzá jelentős mértékben a légkör radontartalmához, mert a koncentrált uránércek mennyisége elhanyagolható a földkéreg nagyobb területeinek U-tartalmához képest.

1954-ben arra gondoltam, hogy az atombomba robbantások radioaktív termékei, amelyeket akkor az esővízben már rendszeresen figyeltünk, a kryptongyártás folyamán erősen feldúsulhatnak. Dézsi Zoltán tanársegéddel és Horváth Mártonnal, a kryptongyár főmérnökével együtt megvizsgálva a kérdést, azt találtuk, hogy a nagymérvű tisztítás miatt a hasadási termékek nem jelennek meg nagymértékben a kryptonban, ellenben a radon koncentrációja igen jelentős. Egy-egy frissen nyert kryptont tartalmazó palackban *millicurie* nagyságrendet érhet el, ami annak a következménye, hogy a gyártás folyamán a dúsulás milliószoros, és a radon a krypton magasabb homológja, így vele marad a tisztítás folyamán.¹

A tengerek vizében az U, Th, Rb mérhető, jól ismert a K koncentrációja is. Az I. táblázat mutatja az értékeket. Rendkívül érdekes és feltűnő az, hogy az U és Th koncentrációja milyen kicsi (U: 3,3 mg/t, és Th: 0,05 mg/t, ami literenként és percenként 5, illetve 0,01 alfa-bomlást jelent). Ha tekintetbe vesszük, hogy a tengervíz U-tartalma a szárazföld mállása révén került oldatba, és

a folyóvizek vitték be, akkor nagyobb koncentrációt kellene várnunk. A Na koncentrációja több %, és az U oldhatósága igen jó, hasonló a Na-éhoz. Feltétlenül működik valami tényező, ami az U-ot a tengervízből folyamatosan eltávolítja az üledékbe. Ez egyszerű oldhatóságon alapuló kémiai kicsapódás nem lehet, mert az U rendkívül jól oldható. A Scripps oceanográfiai kutató intézet munkatársai szerint ez a tényező vas és mangán hidroxiddal való együtt kicsapódás lenne.

Véleményem szerint e probléma magyarázatában döntő szerepe van a humuszsavak általam felfedezett rendkívül erős U-megkötő erejének^{2,3,4}. Az elhalt organizmusok korhadása folytán, valamint a folyók hordalékával óriási mennyiségű lebegő humusz kerül a tengervízbe, és lassan alászállva az általam meghatározott mintegy 1:10 000 dúsítási tényezővel megkötve az uránt, magával viszi az üledékbe.

Egy másik ismert probléma megoldása szintén ebben keresendő. Ez a probléma az, hogy a tengervízben levő U nincs radioaktív egyensúlyban a bomlási termékével, az ióniummal (Th-234). Az Io felezési idejéhez képest (80 000 év) rövid időn belül a Th-mal együtt kicsapódik, és az üledékbe kerül. Ezért az üledék rádiumtartalma és iónium tartalma magas. Humusz adszorpciós vizsgálataim azt mutatták, hogy a humuszsavak a thoriumot még nagyobb dúsítási tényezővel kötik meg (cca 1:30 000), mint az uránt. Így a humuszsavak hatásának figyelembevétele mind a két jelenségre egyszerre magyarázatot ad. Ma ez a

I. táblázat

Radioaktív anyagok eredete a légkörben és természetes vizekben

R - a. anyagok eredete	a légkörben	term. vizekben
<p>A földkéreg természetes radioaktív anyagai</p> <p>U - 238 U - 235 Th - 232 K - 40 Rb - 87 Sm - 147 Lu - 176 La - 138 Re - 187</p>	<p>Rn → boml. term. 1–100 boml. min. m^3 Tn → boml. term. 0,1–5 boml./min. m^3</p>	<p>U-238 } 3 mg/t óceánokban U-235 } 0–100 mg/t egyéb vizekben Th-232 < 0,05 mg/t óceánokban Th-230 (Io) K-40 500 $\beta + \gamma$ bomlás min. liter Rb-87 5 β bomlás/min. liter Ra 10^{-12} g/liter → 10^{-10} g/liter</p>
<p>Kozmikus sugárzás által indukált mesterséges radioaktív izotópok</p>	<p>n T T/H $\approx 10^{-18}$ Be-7 Be-10 C-14 11 boml./min. gr. C</p>	<p>5–100 bomlás/min. liter esővíz 10–60 „</p>
<p>Emberi atom-tevékenység Atom- és H- bomba robbantások Atomipari szennyvizek</p>	<p>cca 200 hasadási termék { T { C-14</p>	<p>10^{-11}–10^{-9} Curie/liter esővíz U, Ra, hasadási termékek</p>

hipotézis még nem ismert az oceanográfusok körében. Mint ismeretes, a hazai szenek urántartalmára kerestem magyarázatot, és így jöttem rá a humuszsavak döntő szerepére. Ilyen vonatkozásban e hipotézis ma már nemzetközileg ismert és elfogadott, és az 1958. évi II. Nemzetközi Atomenergia Értekezleten Genfben is előadtam. Azt hiszem azonban, hogy e geokémiai törvény sokkal általánosabb jelentőségű a természetben, és az óceánok vizének alacsony urántartalmát is megmagyarázza. Minthogy óceánvizek és üledékek nem hozzáférhetők számunkra, jelenleg hazai édesvizeken végünk urán-, valamint Th és Io meghatározásokat.

Már az ATOMKI megindulása óta foglalkozunk természetes vizek U-tartalmának meghatározásával. Egy rendkívül érzékeny, külföldön már kidolgozott fluoreszcenciás módszert tökéletesítettünk. A módszer segítségével 1 tonna vízben 1/100 mg U még könnyen kimutatható. A módszer lényege röviden az, hogy a vízből az U-t tributilfoszfátos szolvens extrakcióval a legkedvezőbbre beállított feltételek mellett kivonjuk, koncentráljuk, és rendkívül tiszta NaF port szennyezünk be vele. A NaF-ot Pt tányérkán pontosan beállított körülmények között gyönggyé olvasztjuk. Lehűlés után a gyöngyöket ultrabolya fénnel megvilágítva, a szennyező U-atomok mint lumineszkáló centrumok a NaF-ot zöldszínű fluoreszkálásra kényszerítik. A fluoreszkálást foto-elektronokszorozó segítségével objektíve mérjük, illetve pontosan azonos körülmények között készített és mért U-mennyiséggel szennyezett gyöngyökével hasonlítjuk össze. Az elmúlt évek folyamán több száz ilyen analízist végeztünk, a legutóbbi évben Scherf Emil geológus szakszerű közreműködésével.⁵ E vizsgálatok Északkelet-Magyarország több vármegyéjére és különösen a Zempléni hegység forrásvidékére terjedtek ki. A vizek aktivitása rendkívül különböző volt, a kimutatható 0,01 mg/t-től 10–15 mg/t-ig, ritka kivételes esetekben 30, sőt 100 mg/t értékeket is kaptunk egyes helyeken.

Horváth Éva munkatársam kimutatta,⁶ hogy az előbb említett aránylag nagyobb U-tartalmú vizekbe likacsos nylonzacskóban humusz preparátumot kihelyezve, az az U-t mohón magába gyűjti, több ezerszeres dúsítási tényezővel, ugyanúgy, mint ahogy azt laboratóriumi üvegedényzetben már évekkal előbb megállapítottam. Most Dézsi Zoltán, a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetének tanársegéde ugyane vizek Ra, Io és Th tartalmát vizsgálja, illetve azt, hogy radioaktív bomlási egyensúly van-e az U, Io és Ra között, és ha nincs, akkor mennyiben tulajdonítható ez az üledék humusz-tartalmának.

Remélem, hogy ezek a vizsgálatok igazolni fogják a humusz adszorpciós hipotézisnek a természetben való általánosabb érvényességét, és talán az oceanográfusokat is rá fogják bírni, hogy e hipotézis szempontjából végezzék hasonló jellegű vizsgálataikat.

B) A kozmikus sugárzás által a légkörben indukált mesterséges radioaktív izotópok

Ismeretes, hogy Földünk légkörét bombázzák a világűrűből érkező kozmikus primer részecskék, főleg protonok, alfa-részek és jóval kisebb számban nagyobb atomsúlyú részecskék, atommag töredékek. Számuk csekély, nagyságrendileg egy részecske esik a Föld-felület egy cm^2 -ére mp-enként. Energiájuk igen nagy, BeV-ekben fejezhető ki, és tág határok között van az energia-spektrum (10^9 – 10^{15} eV). A légkör atomjaival kölcsönhatásba lépnek. E kölcsönhatás mechanizmusa meglehetősen ismert, illetve intenzív vizsgálatok tárgyát képezi. Az óriási energia következtében az eltalált atommag magtöredékekre repül szét, amelyek pl. nagy magasságba kihelyezett fotoemulzióban ún. kozmikus csillagokat hoznak létre, amelyek a mikroszkóp alatt jól láthatók. A szétrepülő töredékek között radioaktív izotópok is lehetnek, továbbá neutronok, amelyek újabb magfolyamatot okozhatnak.

A szétrepülő töredékekből sikeresen kimutatták a légkörben a tritiumot (T). 1954 óta a H-bomba robbantási kísérletek annyi T-ot juttattak a légkörbe, hogy csak az azelőtti mérésekre támaszkodhatunk, amelyeket még Libby végzett.⁷ A természetes vizekben 1954-ig cca minden 10^{18} H atomra esett egy T atom (egy T egység), a sarki hóban 16 egységet találtak. Libby nyomán továbbra is lehet ilyen méréseket végezni a borospincék ismert, régi évjáratú borain, valamint az arktikus jégtömegeken, amelyek mintegy fagyasztással konzervált (H-bomba robbantás előtti) nem szennyezett víznek tekinthetők. Régebbi becslések szerint a Föld egy cm^2 területére mp-enként 0,14 T atom keletkezése várható kozmikus okokból. Más számítások közel 1 értéket adtak. Az a gyanú is felmerült, hogy a Napról kerül egy része a T-nak a légkörbe. Nagyon érdekes Faltings és Harteck észlelése, hogy a légkör szabad (nem vízmolekulával kötött) H_2 tartalma ($0,5 \cdot 10^{-6}$) mintegy ezer T egységet tartalmaz.⁸ Ennek magyarázata az, hogy a H_2 a sztratoszférában fotokémiai úton keletkezik, és a keveredés a sztratoszféra és a troposzféra között lassú, összemérhető a T felezési idejével (12,4 év), így a nagy koncentráció megérthető.

A kozmikus sugárzás szekunder neutronjai a légkörben N-14-ből C-14-et termelnek, ami hamarosan CO_2 -vé oxidálódik, és a légkör CO_2 -jével keveredik. A keletkezés magfolyamata: N-14/n, p/C-14. A légkör ezen C-14 tartalma a növények asszimilációján keresztül bekerül a szerves élet körforgásába, és amint az Libby nyomán jól ismert, ezen aktivitás segítségével az archeológia rendkívül fontos exakt kronológiai módszert kapott, amelynek olyan óriási irodalma van, hogy itt nem is foglalkozunk tovább vele. Segítségével 10–25 000 éves leletek kronologizálhatók.⁹

Be-7 és Be-10, valamint több más radioaktív izotóp kimutatható még a természetben, amelyek természetes (kozmikus szekunder) eredetűek. Ezek-

kel itt részletesebben nem foglalkozunk. A Be-7 felezési ideje 53 nap és az esővízben kimutatható, cca 10–60 bomlás/liter perc-et ad az esővízben.

C) *Az ember tevékenysége által létrehozott mesterséges radioaktív izotópok*

Mint ismeretes, az ember civilizációja fejlődésével egyre jobban birtokába veszi, meghódítja az életteret, a bioszférát. Ipari szennyvizekkel fertőzi meg a patakok és folyók vizét; füsttel, korommal, savgőzökkel és növényvédő permetező szerekkel fertőzi meg a levegőt. De az az egyelőre még beláthatatlan jelentőségű forradalom, amit az emberiség civilizációja fejlődésében az atomenergia felszabadítása hozott, ezen a téren is egyre erősebben érezteti a befolyását.

Már az első atombomba robbantásoknál kiderült, hogy a hasadási termékeket a légáramlatok hamarosan szétviszik az egész féltekén. Debrecenben már 1952 tavaszán,¹⁰ az egész világon az elsők között, kimutattuk az Új-Mexikóban robbantott bombák termékeit, és azóta rendszeresen, napról-napra végezzük e vizsgálatokat.¹¹ Legutóbb az 1958. évi Genfi Nemzetközi Atomenergia Konferencia anyagában összefoglaló közleményt adtunk az 1958-ig e téren végzett eredményeinkről.¹² Vizsgálataink szépen mutatják, hogy 1952 és 1957 között milyen rohamosan nőtt a légkör fertőzöttsége. Az összes évi lehullás évente cca duplázódott.

1 liter esővizet bepárolva a végablakos GM számlálócső gyakran percenként több száz atombomlást jelez, ami cca 10^{-10} – 10^{-9} Curie-nek felel meg. Az 1950-es évek elején a begyűjtött aktivitás lebomlási görbéjéből a bomba robbanásának időpontját 1–2 napos pontossággal meg tudtuk állapítani. Ma már a sztratoszféra fertőzöttsége olyan nagyfokú, hogy ez a megállapítás alig lehetséges. A külföldön végzett vizsgálatok kiderítették, hogy a robbanás alkalmával a hasadási termékek jelentős része feljut a robbanási füstgömbbel együtt a sztratoszférába. E vizsgálatok azt is kiderítették, hogy a sztratoszféra és a troposzféra között a turbulens keveredés aránylag csekély mértékű. A finoman diszpergált atombomba füstreszeccskék 3–10 évig lebegnek a sztratoszférában, és évente így mintegy csak 10%-uk hullik le a troposzférába. A jelenleg lehulló esőkben mért radioaktív anyagok nagy része az évtized folyamán robbantott különböző bombák termékeinek keveréke.

Néhány számadattal szeretném jellemezni a légkör radioaktív fertőzöttségét. Az eddig végzett kísérleti atom és H-bomba robbantások együttesen hozzávetőleg 65 millió tonna TNT (trinitrotoluol) robbantási energiáját teszik ki, és ennek megfelelő mennyiségű, kb. 1300 kg hasadási terméket juttattak a légkörbe.¹³

Az eső a radioaktív anyagokat a troposzférából a föld felszínére hozza, és azok a növényekbe, majd azokon keresztül az állati szervezetbe és az emberi szervezetbe is bejutnak.

Sokat vitatott kérdés, hogy az ember, és különösen a jövő generáció egészségét milyen mértékben veszélyeztetik ezek a hasadási termékek. Röviden, tárgyilagosan szeretnék e kérdéssel foglalkozni, bár hangsúlyozom, hogy a sugár-kár vagy ártalmasság kérdésének biztos eldöntése még sok vizsgálatot kíván. A közel 200 hasadási termék közül csak a leghosszabb felezési idejűeket és a legveszedelmesebbnek látszókat vizsgálták meg alaposabban.

Itt rövidség okából csak a Sr-90-nel foglalkozom, amelyet a legveszedelmesebbnek tartanak. A Sr a táplálékkal felvett Ca-nak magasabb homológja, azzal együtt beépül a csontrendszerbe és a piros csontvelőt sugározza. Állatkísérletek tanúsága szerint ennek következménye nagyobb dózisok esetén csontdaganat, csonttrák, valamint leukémia (fehérvérűség). A stroncium hosszú felezési ideje (28 év) miatt egy emberöltőn belül radioaktív bomlás folytán nem eliminálódik a szervezetből.

Eddig a föld felületére 2,6 millió Curienek megfelelő mennyiségű és cca 25 kg súlyú Sr-90 hullott le.¹³ Körülbelül ugyanilyen mennyiség lebeg még a sztratoszférában az eddigi robbantások következtében.¹⁴ Ez egyes források szerint 3 év, más források szerint 10 év alatt fog lehullani, akkor is, ha több bombát már nem robbantanak. A lehullás körülbelül egyenletes a Föld felületén. Élelmiszerekben 1953–57 között évente megduplázódott a Ca-nak Sr-90-nel való fertőzöttsége (L. 2. táblázat).¹⁴

2. táblázat

Élelmiszerek átlagos Sr-90 tartalma a Ca-tartalomhoz viszonyítva

1953-ban	0,4 μ Curie/gr Ca
1954-ben.....	1,6 „ „ „
1955-ben.....	3,6 „ „ „
1956-ban	5,1 „ „ „
1957-ben.....	6,5 „ „ „

Amint látjuk, nagy aggodalomra nincsen ok, mert μ Curie mennyiségekről van csupán szó, (1μ C = 2,2 bomlás/min). Nem öröndetes azonban a növekedés rohamos tendenciája.

Szerencsére, az emberi szervezet az élelmiszerekben levő Ca-nak csak egy részét építi be, és cca négyszeres előnyben részesíti a Ca-t a Sr-hoz képest. Jelenleg egy 20 évnél idősebb felnőtt, akinek csontrendszere már az atom-éra előtt lényegében kifejlődött, cca 0,2 μ Curie Sr-90-et épített be gr Ca-onként. Lényegesen rosszabb a helyzet kisgyermeknél, akik már az atomkorszak szülöttei. Egy két éves gyermeknél 1,5 μ Curie/gr Ca a Sr-90 szintje a csontrendszerben. Ha további atombombát nem robbantanak, amit minden békeszerető ember szeretne remélni, akkor is ez az érték 1966-ra maximumát éri el 4–8 μ Curie/gr Ca-szinttel.¹⁴

Ezek az objektív számok talán ijesztően hatnak, bár hangsúlyoznom kell, hogy igen kis értékek. Az eddigi Sr-90 beépítés kisebb biológiai veszélyt jelent, mint az évtizedek alatt sok helyen ivásra használt víz rádiumtartalma.

Kétségtelen az is, hogy jelenleg a legerősebb sugárforrás, aminek az emberiség biológiai veszély szempontjából ki van téve, az orvosi röntgenberendezések sugárzása. Ennek a hasadási termékek által okozott sugárhatás csak csekély tört részét teszi ki statisztikai átlagban.¹³

Azt sem lehet ma még biztosan eldönteni, hogy a szervezetbe beépített Sr hozzájárul-e a statisztikailag amúgy is fellépő csonttrák és leukémia esetek számának növekedéséhez az e betegségek hajlamosabb egyének befolyásolása folytán. Tudományosan nem bizonyított tény még az, hogy van-e egy hatásküszöb, vagy pedig az ilyen természetű biológiai kár lineárisan arányos-e az elszennvedett sugár-dózissal. Egyes szerzők feltevése szerint van egy hatásküszöb, és ez esetben az eddig beépített Sr-90 feltétlenül e küszöb alatt kell hogy legyen, tehát teljesen ártalmatlan. A dózissal lineáris hatás hívei szerint viszont feltehető, hogy ilyen kis sugárhatás is a dózissal arányosan megnöveli a természetesnek vélt és diagnosztizált csonttrák és leukémia esetek számát. Ez az egész emberiségre kiterjesztve statisztikailag évi igen nagyszámú halálesetet jelenthet.

Fentieket röviden összefoglalva, azt kell mondanunk, hogy csontrendszerünkbe eddig beépült Sr-mennyiségének feltehetően nem várható káros hatása, legalább is nincs erre tudományos bizonyíték. Másrészt viszont a fertőzöttség rohamosan emelkedő tendenciáját és azt látva, hogy a robbantások után még évekig hull a radioaktív fertőzés a sztratoszférából a földre, azt kell mondanunk, hogy a legnagyobb mértékben kívánatos ezeknek a robbantási kísérleteknek végleges abbahagyása, felszámolása. Kívánatos továbbá a fent említett még bizonytalan kérdések pontos, tudományos kísérleti megvizsgálása.

Dr. Szalay Sándor
Debrecen

A kozmikus sugárzás eredete

1. A kozmikus sugárzás jelentősége

A Föld légkörének legfelső rétegét a világról érkező nagyenergiájú töltött részecskék: a *primér kozmikus sugárzás* gyenge zápora éri. Az utolsó 20 év kutatásai megmutatták, hogy a nagy erővel becsapódó részecskék többsége atommag. Ezek az atommagok teljesen meg vannak fosztva elektronjaiktól, melyek a közönséges anyagban levő magokat normális körülmények között körülveszik. Az is kiderült, hogy e részecskék a Naprendszerbe minden irányból egyenletesen érkeznek; a részecskék mozgásirányának eloszlása tehát izotróp.

a) *Igen nagy energiájú részecskék.* A kozmikus sugárzás tanulmányozására jelenleg két fontos

- [1] Dézsi Z.—Horváth M. és Szalay Sándor: Vizsgálatok a kryptonnak levegőből üzemi kinyerése alkalomával feldúsuló radioaktív szennyeződésére vonatkozólag. Magyar Fiz. Folyóirat, III. 279—289 (1955).
- [2] Szalay Sándor: Vizsgálatok nagy atomsúlyú kationok adszorpciójára humusz kolloidokon. MTA III. Oszt. Közleményei, IV. 3, 327—340 (1954).
- [3] A. Szalay: The Role of Humus in the Geochemical Enrichment of U in Coal and Other Bioliths. Acta Phys. Hung. VIII. 1—2, P 25—36. (1957).
- [4] A. Szalay: The Significance of Humus in the Geochemical Enrichment of Uranium U. N. II. Geneva Conference (Peaceful Uses of Atomic Energy 1958. P/1731. Hungary, 182—186.
- [5] Szalay S.—Scherf Emil: Az Eperjes—Tokaji-hegység és előtere vizeinek urán-nyomtartalmáról. ATOMKI Közlemények (megjelenés alatt).
- [6] Horváth Éva: Uránium tőzegen való adszorpciójának vizsgálata urántartalmú természetes vizekben. ATOMKI Közlemények (megjelenés alatt).
- [7] S. Kaufman and W. F. Libby, Phys. Rev. 93, 1334, (1954).
- [8] V. Fallings, P. Harteck, Z. Naturforsch. 5/a, 438 (1950).
- [9] F. W. Libby: Radiocarbon Dating, Chicago—Cambridge—London, (1952). The Univ. of Chicago Press.
- [10] Szalay S.—id. Berényi D.: Szokatlan radioaktivitás megfigyelése a Debrecenben 1952. ápr. 22.—dec. 31. között leestett csapadékokban. MTA III. Oszt. Közleményei V. 2. 89—101 (1955.).
- [11] Szalay S.—id. Berényi D.: Hasadási termékek a légköri csapadékokban Debrecenben 1952 és 1957 között. MTA. III. Oszt. Közleményei, IX. 2. 175—180 (1959).
- [12] A. Szalay and D. Berényi: Fission Product Precipitation from the Atmosphere in Debrecen, Hungary, between 1952 and 1957. U. N. II. Geneva Conference (Peaceful Uses of Atomic Energy 1958.) P/1953. Hungary, 570—574.
- [13] Fallout Hazards Assessed by AEC Group. Science, Vol. 129, p 1413 22 May (1959).
- [14] J. L. Kulp, A. R. Schubert, E. J. Hodges: Strontium-90 in Man III. Science, Vol 129, pp 1249—1255 (1959).

ok késztet bennünket. Mindenekelőtt itt olyan forrás áll rendelkezésünkre, amely sokkal nagyobb energiájú részecskéket szolgáltat, mint amilyeneket mesterségesen a legnagyobb gyorsítóberendezésekkel elő tudunk állítani. Ily módon igen fontos technikai segítséget nyújt az elemi részek tanulmányozásában. Ha valamely atommagot egy másik, nagyenergiájú mag talál el, úgy a beérkezett részecske energiájának rovására az anyag új fajtái keletkeznek: mezonok, hyperonok és antinukleonok; tehát az energia új részecskékké alakul át.

Az anyag ezen új, rövid élettartamú formáinak vizsgálata 20 év óta az érdeklődés középpontjában áll a fizika azon ágában, amely azzal foglalkozik, amit az anyag végső szerkezetének szokás nevezni.

Azt mondom: „... az anyag végső szerkezetének szokás nevezni”; joggal kételkedhetünk ugyanis abban, hogy az anyagi világ különös szerkezetének egyre mélyebb rétegeibe hatoló kutatómunkánk valaha végéhez ér. Az „elemi részecske” kifejezés olyan alakzatokat jelöl, amelyek maguk jelenlegi felfogásunk szerint nem bonthatók fel más részecskékre. A felfogások azonban változhatnak.

A kozmikus sugárzás tanulmányozása a benne érkező részecskék energiájának nagy értéke folytán az elmúlt 20 év folyamán az „üttörő” szerepét játszotta az elemi részek fizikájában. Jelenleg úgy véljük, hogy az elemi részecskék mindazon tajtaít ismerjük vagy világosan előre látjuk, amelyeket az anyag mibenlétébe való behatolás — a technikai segédeszközeink által meghatározott — jelenlegi állása mellett elő lehet állítani. Ezek legtöbbször a kozmikus sugárzásban fedezték fel. Midőn a nagy ciklotronokat és szinkrotronokat üzembe helyezték, azok igen intenzív, jól definiált, nagy-energiájú protonnyalábot szolgáltatottak; ily módon a részecskék tulajdonságait sokkal behatóbban lehetett tanulmányozni, mint ahogy az pusztán a kozmikus sugárzás tanulmányozása alapján lehetséges lett volna. Azonban a gyorsítók terén elért technikai eredmények ellenére ezen idő folyamán a kozmikus sugárzásban mindenkor találtak olyan részecskéket, melyek energiája a mesterségesen létrehozottakét jelentékenyen felülmúlta. Ez lehetővé tette számunkra, hogy sokkal nagyobb energiájú ütközéseket tanulmányozzunk, mint amilyeneket a mesterségesen keltett részecskékkal végzett kísérletekben megfigyeltek. Erről részletesebben is szólhatok néhány szót.

Az 1960-ban Genfben üzembe helyezett protonszinkrotron 25 GeV-ig ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$) terjedő energiájú protonnyalábot állít elő. Nem valószínű — legalábbis a következő tíz év folyamán és anélkül, hogy teljesen új módszereket vezetnénk be —, hogy olyan gyorsítókat építsünk, melyek energiája lényegesen felülmúlja ezt az értéket. Ezzel szemben a kozmikus sugárzás nagyenergiájú részecskéi között csekély számban olyanokat is találunk, melyek energiája milliószor ekkora, sőt, még a 10^7 GeV értéket is felülmúlja.

Kiterjedt vizsgálatok folytak fotoemulziós blokkon áthaladó részecskék nyomainak tanulmányozására. Az ilyen emulzió nagyszámú kicsiny ezüstsó (leginkább bromid-) kristályból áll. Ha egy töltött részecske az emulziót átszeli, úgy azokat az ezüstsó-szemcséket, amelyeken áthalad, kissé megváltoztatja, oly módon, hogy azok az emulziós lemez előhívásakor fekete ezüstszemcsékké alakulnak át. Ily módon a töltött részecskék útját láthatóvá tehetjük. Fixálás, mosás és szárítás után a keletkezett nyomokat mikroszkóp alatt megfigyelhetjük és lefényképezhetjük.

Az emulzióban keletkezett nyomokról készített mikrofelvelelek egyikén például az látható, hogy a beérkező részecske egy atommagba ütközött. Ennek eredményeképpen mintegy 180 — rész-

ben töltött, részben semleges — szekundér mezon és hyperon keletkezett. A szekundér részecskék az emulzióban ismét atommagokba ütköztek. Ez végeredményben oda vezetett, hogy az egyetlen, az emulzióba behatolt részecske helyett egy kerekben 100 000 töltött részecskéből álló zuhatag (jet) keletkezett. Ennél elevebb példát az energiának részecskékké való átalakulására aligha találhatnánk.

Ilyen folyamatok az ilyen rendkívüli energiáknál csakis a kozmikus sugárzás segítségével tanulmányozhatók. Már most reményt nyújtanak a vizsgálatok, hogy segítségükkel a természet egy új, még mélyebben fekvő rétegébe sikerül behatolnunk. Amint már mondtam, jelenleg úgy véljük, hogy ismerjük, vagy legalábbis előre tudjuk látni mindazon részecskéket, amelyek a jelenlegi gyorsítóberendezésekkel előállíthatók. Ezenkívül még arra vonatkozóan is utalást kaptunk az igen nagy energiájú kozmikus részecskék ütközéseinek tanulmányozásából, hogy a proton s a neutron belső szerkezettel rendelkezik.

b) *A kozmikus sugárzás kozmológiai jelentősége.* Másodszor: a kozmikus sugárzás jelentősége abban áll, hogy vizsgálata számos, érdekes, általános kozmológiai vonatkozású kérdést vet fel. Honnan érkeznek e részecskék? Milyen fizikai folyamatokban nyerik nagy energiájukat? Vajon a Napból s a hozzá hasonló csillagokból érkeznek-e? Csak az egyes tejtrendszerekre korlátozódik a kozmikus sugárzás, vagy az azokat elválasztó téren is áthalad? Többek között ezek a problémák azok, amelyek a legutóbbi húsz év folyamán a kozmikus sugárzás beható tanulmányozásához vezettek. Azt, hogy e kérdések megoldását komolyan feladatunknak tűzhattük ki, legnagyobb részben a csillagok fejlődésére vonatkozó ismereteink, valamint a nehéz elemeknek a csillagok belsejében, nagy hőmérsékleten hidrogénből való felépülésére vonatkozó tudásunk legújabb fejlődésének köszönhetjük. Az ismeretek egy másik fontos, problémáinkkal szoros kapcsolatban álló forrása a rádiócsillagászat. Ez új bepillantást nyújtott saját csillagtársulásunk — a Tejút — szerkezetébe, valamint a Tejutat körülvevő diffúz gázburokban uralkodó viszonyokba.

2. A kozmikus sugárzás természete

Mielőtt a kozmikus sugárzás keletkezésére vonatkozó megfontolásokba lehetett volna bocsátkozni, előbb részletesen és alaposan meg kellett ismerni az atmoszféránk határára érkező sugárzás tulajdonságait. Azt mondtam, hogy ez a sugárzás atommagokból áll. De milyen magok ezek? És milyen a gyakoriságuk? Ezzel a kérdéssel a kozmikus sugárzás *töltésspektruma* után érdeklődünk. Ezenkívül azt is szeretnénk tudni, hogy adott energiaértékkel hány részecske rendelkezik; más szóval: ismerni akarjuk a kozmikus sugárzás *energiáspektrumát*.

a) *A primér részecskék megfigyelése.* Freier és mások légkömbkísérleteiből 1948 óta tudjuk,

hogy a hidrogén-magok mellett — amelyek a kozmikus sugárzásban érkező részecskék között kiemelkedően a legnagyobb gyakoriságúak — nehéz elemek magjai is fellépnek. A periódusos rendszer elemei közül 26-ig vagy 28-ig (nikkel és vas) terjedő rendszámúakat figyeltek meg. A szerző a primér kozmikus sugárzás különböző atommagjainak a légkömbökkel nagy magasságba felvitt fotoemulziós csomagokban kirajzolódott nyomait vizsgálta. Ha a különböző töltésű magok nyomait összehasonlítjuk, úgy azt találjuk, hogy minél nagyobb a magtöltés, annál vastagabb a nyom, s ugyanakkor annál „szőrösebb” is; ennek az a magyarázata, hogy a mag, midőn az emulzió nagy sebességgel áthalad, annál több elektront lök ki az atomokból, minél nagyobb a töltése. Ha ezeket az ún. delta-sugarakat megszámloljuk, úgy meghatározhatjuk a nyomot hagyó atommag töltését, s ezzel együtt azt is, hogy az milyen kémiai elemhez tartozik. A különböző elemek gyakoriságának döntő fontossága van a kozmikus sugárzás keletkezésére vonatkozó megfontolásaink szempontjából. Ennek kapcsán egy fontos technikai problémával kell szembenéznünk.

Ha egy atommag anyagon halad át, úgy néha összeütközik azon atomok egyikének vagy másikának magjával, melyek között mozgását végzi. Ha az áthaladó gyors mag proton, vagyis az atommagok legegyszerűbbike, úgy ütközésével az eltalált mag bomlását okozhatja, azt darabokra vetheti szét: alkotórészeire, neutronokra és protonokra. Ha azonban az első részecske maga is összetett mag, úgy az ütközés következtében maga is felbomolhat az őt alkotó neutronokra és protonokra.

b) *Elemátalakulások.* Az ilyen folyamatok következtében a Föld légkörébe behatoló primér kozmikus sugárzási részecskék természete megváltozik az egymást követő ütközések során. Például egy beérkező vas-atommag darabokra törhet, s így két vagy több könnyebb elem magja lép helyére. Midőn tehát a primér sugárzás a légkörbe behatol, összetétele megváltozik. A nehezebb magok számára az összeütközés veszélye nagyobb, hiszen ezek nagyobbak, mint a könnyebb magok. Ennek következtében a töltésspektrum eltorzul: a könnyebb elemek járuléka megnő, a nehezebbeké pedig csökken. Az ilyen ütközések miatt csak kevés nehéz elemnek sikerül a légkör 30 km magasságban fekvő részébe behatolni. Ahhoz, hogy megtudjuk, hogy milyen volt a töltésspektrum, mielőtt azt az ilyen hatások megváltoztatták volna, mérőeszközünket természetesen olyan magasságba kell feljuttatnunk, hogy a fölötte levő levegő hatása már elenyésző legyen. Ezt a következőképpen lehet megvalósítani.

c) *A kísérleti eszközök feljuttatása nagy magasságba.* Rakétákkal 100 km feletti magasságokat is el lehet érni; ekkor a rakéták már gyakorlatilag elhagyták a Föld légkörét. Sajnos, a rakéták repülési ideje csupán néhány perc, s ez nem elegendő ahhoz, hogy fotoemulziós észlelési mód-

szerral elegendő adatot gyűjtsünk össze. Az ideális megoldás az volna, ha egy mesterséges holddal emulziós csomagot küldenénk fel a Föld egyenlítősi síkjában, 1000 km magasságban haladó pályára, majd mintegy 20 napi keringés után a kísérleti eszközöket visszahoznánk a Földre. Ez kétségtelenül megvalósítható lesz; előbb azonban meg kell oldani a kérdést: miképpen hozhatjuk vissza a mesterséges hold hasznos terhet, hiszen, a fotoemulzió károsodása nélkül. Addig meg kell elégednünk a légkömbkísérletekkel. Ma polietilénből vagy terilénből készült nagy ballonokkal dolgozhatunk, amelyek fél tonnáiig terjedő terhet 80 km fölé tudnak juttatni és 24 óránál tovább maradnak fenn. Ez idő alatt a légkömb a magasban uralkodó szélben könnyen megtehet 1500–2000 km-nyi távolságot is. Hogy megvilágítsam a légkömbkísérletekkel kapcsolatos feladatot, megemlíthetem, hogy jelenleg a következőket tervezzük: a Földközi tenger keleti felében, például Ciprus szigetén akarjuk a légkömböket felbocsátani, és azt reméljük, hogy a ballonról leváló, ejtőernyőn leereszkedő kísérleti eszközöket a flotta segítségével valahol Málta közelében fogjuk megtalálni.

3. A kozmikus sugárzás töltésspektruma

Az ismertetett módszerekkel megvizsgálták, milyen a primér kozmikus sugárzás összetétele. Ilyen módon sikerült megállapítani a töltésspektrum legfontosabb vonásait. A primér részecskék között a leggyakoribbak a protonok (hidrogén-magok). 100 protonra mintegy 10 hélium-mag, valamint egy nehezebb mag esik. Ezen — 1%-nyi gyakorisággal fellépő — nehezebb elemek között különösen a $Z = 6$ -os rendszámú szén, a $Z = 7$ -es nitrogénnel és a $Z = 8$ -as oxigénnel találkozunk gyakran. A könnyebb elemek, a $Z = 3$ -as litium, a $Z = 4$ -es berillium és a $Z = 5$ -ös bór gyakorisága mintegy harmadekkora.

A 10 és 26 közé eső rendszámú elemek magjai gyakorisága közel egyenlő; bár egyes jelek arra mutatnak, hogy a nehezebb ($20 < Z \leq 26$) magok gyakorisága felülmúlja a könnyebbekét ($14 < Z \leq 20$). A 26–28-nál nagyobb rendszámú magok — feltéve, hogy egyáltalán előfordulnak — rendkívül ritkák. Például hírül adták, hogy egy orosz mesterséges holdra szerelt mérőberendezés, mellyel éppen az ilyen nehéz részecskéket kívánták tanulmányozni, a mesterséges hold egész élettartama folyamán csupán egyetlen olyan beütést jelzett, amelyet a nikkel-magnál nehezebb részecske váltott ki.

a) *Összehasonlítás a kozmikus elemgyakorisággal.*

A kozmikus sugárzás összetétele, melyet az előző szakaszban vázoltunk, nagyon hasonlít ahhoz a képhez, amelyet a csillagok fényének szinképelemzése és a földi megfigyelések nyújtanak a Világegyetem anyagát alkotó különböző atomfajták gyakoriságáról. Itt is azt találjuk, hogy a hidrogén és a hélium gyakorisága kiemel-

kedő; rajtuk kívül a nikkelnél vagy a vasnál nem nehezebb elemek fordulnak elő még számottevő gyakorisággal; ugyanakkor a $Z > 26-28$ rendszámú elemek igen ritkák. Ha ez volna minden, amit mondhatunk, úgy arra a következtetésre juthatnánk, hogy a kozmikus sugárzás részecskéit Napunkhoz hasonló tipikus átlagszillagok bocsátják ki, amilyenekből a Tejút körülbelül 10^{11} -t tartalmaz. Már csak az a feladat maradna hátra, hogy megmagyarázzuk, miképpen tesznek szert a kozmikus sugárzás részecskéi nagy sebességekre.

A helyzet azonban sokkal bonyolultabb; a kozmikus sugárzás összetétele ugyanis két tekintetben jelentékenyen eltér a Tejút anyagától.

Az első fontos eltérés abban áll, hogy a kozmikus sugárzás a hidrogénhez viszonyítva mintegy tízszer annyi nikkelt és vasat tartalmaz, mint a Tejút anyaga. Másodszor: a kozmikus sugárzásban számottevő mennyiségű lítiumot, berilliumot és bórt találtak; ugyanakkor a Tejút anyagából ezek az elemek gyakorlatilag teljesen hiányoznak, mégpedig olyan okok következményeképpen, amelyeket tisztázottaknak vélünk. E két eltérés mindegyike döntő szerepet kapott a kozmikus sugárzás eredetére vonatkozó újabb megfontolásokban. E megfontolásokat lényegesen előrevitték azok az eredmények, melyeket — különösen a legutóbbi öt évben — a csillagok fejlődésének elmélete terén elérték.

b) *A könnyű elemek keletkezése.* A csillagok jelenlegi tudásunk szerint a galaktikus gáz és por összetömörülésének eredményeként alakulnak ki. Ez az anyag az egyes részecskék között ható nehézségi erő hatására gázgömbbé áll össze, s ez a gömb a gravitációs potenciális energiának az összehúzódás folyamán bekövetkező felszabadulása eredményeképpen erősen felmelegszik. Mielőtt a csillag középponti tartományában a hőmérséklet eléri a 10^6 C°-ot, lehetségessé válnak a nehéz hidrogén, lítium, berillium és bór részvételével végbemenő termonukleáris reakciók. Ha tehát ezek az elemek a csillag anyagában jelen vannak, úgy különböző jól ismert reakciókban igen gyorsan átalakulnak. Ugyanezeket a reakciókat és ugyanezeket az elemeket használjuk fel a hidrogénbombában, s azt reméljük, hogy sikerül ezeket energiaforrás céljaira is hatalmunkba kerítenünk, még mielőtt magreaktoraink elfogyasztanák a rendelkezésünkre álló uránt és tóriumot.

A termonukleáris folyamatok következménye az, hogy a könnyű elemek: a lítium, a berillium és a bór oly ritkák a Tejút anyagában. — Miképpen lehetséges, hogy e könnyű elemek olyan tekintélyes koncentrációban vannak jelen, ha a kozmikus sugárzás részecskéit a csillagok lövellik ki magukból? Magyarázatként arra gondolhatunk, hogy e könnyű magok nehezebb magok széthasadásának eredményeképpen lépnek fel. Az előzőekben már foglalkoztunk azzal az esettel, midőn egy nehéz mag fotoemulzió áthaladva egy másik mának ütközik, s az ütközés eredményeként két-három könnyebb darabra törik; meg-

eshet, hogy e könnyű töredékek éppen lítium- vagy berillium-magok. Várhatóan hasonló folyamatok mennek végbe, midőn a kozmikus sugárzás részecskéi forrásuktól a Föld felé haladva útközben a csillagközi gáz atommagjaival ütköznek össze. Látható tehát, hogy el lehet gondolni olyan mechanizmust, mely megmagyarázza azon könnyű magok jelenlétét is, amelyek a csillagok légkörében ismereteink szerint nincsenek jelen. E magok nehezebb atommagok összeütközésekor szekunder termékként keletkezhetnek. — Még vissza kell majd térnünk annak megbeszélésére, hogy mekkora mennyiségű anyagon kell a primér sugárzásnak áthaladnia ahhoz, hogy a könnyű elemek a megfigyelt gyakorisággal keletkezzenek.

c) *A nikkelt és a vas.* A kozmikus sugárzás másik jellegzetes vonása, melynek értelmezéséhez ismét a csillagok fejlődésének modern elméletét hívjuk segítségül, a nikkelt és a vas kiugró gyakorisága. — Az előzőekben már foglalkoztunk a csillagok fejlődési folyamatának kezdeti szakaszával. E szakasz folyamán elhasználódott a lítium, a berillium és a bór. Ha ezután a csillag összehúzódása tovább folytatódik, középponti tartományában még magasabbra emelkedik a hőmérséklet. Ekkor lehetségessé válnak azok a reakciók, melyek során hidrogén-magokból hélium-magok épülnek fel. E reakciók a csillag közepén, mintegy $15 \cdot 10^6$ C° hőmérsékletű környezetében mennek végbe, s azon idő legnagyobb része folyamán, melyet a csillag sugárzó állapotban tölt el, fedezik a kisugárzott energiát. Ez az időtartam a Nappal egyező tömegű csillagokra mintegy $5 \cdot 10^9$ év, a nagyobb tömegű csillagokra azonban lényegesen rövidebb.

Ha már az összes hidrogén elhasználódott hélium-felépítés céljára a csillag középponti tartományában, úgy a gravitáció hatására a csillag tovább zsugorodik, s ennek folytán újabb hőmérsékletemelkedés lép fel. Ez lehetővé teszi a hélium-magok (alfa-részek) közötti reakciókat, melyek nehezebb elemek, így Ne20 és Mg24 felépülését eredményezik. A nagytömegű csillagok egy kicsiny hányadánál e szakaszt további fokozatok követik, melyek során a csillag középponti tartománya nikkeltben és vasban gazdaggá válik.

Ha az anyag a fúziós folyamatok útján a vas- és nikkelt-állapotig jutott, úgy magfizikai szempontból a legmélyebb energiájú állapotban tartózkodik. További magátalakulások ekkor csak külső energiaközlés mellett mehetnek végbe. Ha most a csillag középponti hőmérséklete, mely ekkor kerekén 10^9 C°, gravitációs összehúzódás következtében további növekedésnek indul, a jelenlévő elektromágneses sugárzás a vas- és nikkelt-magokat könnyebb töredékekre bonthatja fel. Ilyen magas hőmérsékleten ugyanis az elektromágneses sugárzás egy része gamma-sugarakból áll. Ekkor tehát energia-abszorpció lép fel, s a csillag középponti tartománya hirtelen össze-roppan. Ez a folyamat a csillag atmoszféráját, amely még sok hidrogént és héliumot tartalmaz, megfosztja támaszától, s így az bezuhan az igen

nagy hőmérsékletű középponti tartományba. Azok a reakciók, melyek hidrogénből hélium felépítését eredményezik, valamint más, neutronokat szabadbá tevő reakciók, melyek alacsonyabb hőmérsékleten viszonylag nyugodtan folynak le, most robbanásszerűen, a másodperc törtrésze alatt mennek végbe. Néhány percen belül katasztrófa következik be s az égen megjelenik egy szupernóva. Az egész csillag darabokra hull szét s fényesen fellángol. Fényessége a robbanást követő 30 nap folyamán a Nap fényességének mintegy 10^9 -szeresét éri el.

Az itt röviden vázolt folyamatok pontos vizsgálata erőteljesen haladt előre az elmúlt években, s lehetővé teszi, hogy számot adjunk a galaktikus anyag összetételének számos fontos vonásáról, többek között sok nehéz elem megfigyelt relatív gyakoriságáról. Ezek a sikerek megerősítik elméleti megfontolásaink helyességébe vetett bizalmunkat.

4. A kozmikus sugárzás keletkezése és útja a Föld felé

Az előző szakaszban kibontakozott előttünk a kozmikus sugárzás keletkezésének egy lehetséges magyarázata, mely értelmezni képes, hogy a Tejút-rendszerünkbe érkező gyors atommag-áramlás a nikkellhez és vashoz hasonló nehéz elemekben sokkal gazdagabb, mint a — Napunkhoz hasonló — átlagcsillagok.

a) *A szupernóvák mint a kozmikus sugárzás forrásai.* Az előbbieket alapján igen ésszerűnek látszik a feltevés, hogy a szupernóvákban anyagi sugárzás érkezik Tejútrendszerünkbe; ez lehetővé teszi, hogy a primér kozmikus sugárzás összetételét megmagyarázzuk. Felvetődik azonban a kérdés, hogy vajon képes-e ez a feltevés a részecskék nagy energiájának magyarázatára. Egy további kérdés: elég gyakoriak-e a szupernóvák ahhoz, hogy a kozmikus sugárzás alakjában megfigyelt egész energiát fedezzék? E kérdésekhez fontos szempontokat szolgáltatott a Crab-ködre vonatkozó újabb vizsgálatokhoz.

Történeti időkben három szupernóvát jegyeztek fel. A számunkra legfontosabb szupernóva-kitörés a kínai évkönyvek szerint 1054-ben történt. A Crab-ködot ezen csillagrobbanás maradványaival azonosították. E rendkívül érdekes égi objektum távolsága 3000 fényév, sugara jelenleg 5 fényév. Távcsőben megfigyelve e köd alakatlan tömegnek tűnik fel; ha azonban a H_α hidrogén-vonal fényét fényképezzük, úgy bonyolult szálas szerkezetet mutat. A gáz még most is mintegy 100 km/s sebességgel terjed szét. Ez nagyobb, mint a gázsebesség egy atombomba-robbanás középpontjában.

A Crab-köd középpontjához közeleső részeiből kibocsátott fény spektruma nem mutatja az atomszínekre jellemző vonalas szerkezetet. E fény folytonos spektrumú, hasonló a gyorsuló elektronok által kibocsátott, az utóbbi tíz évben behatóan

tanulmányozott szinkrotron-sugárzáshoz. Szinkrotron-sugárzásnak a szinkrotronban, mágneses tér hatására körpályán mozgó részecskék kibocsátotta fényt nevezik. A szinkrotronban gyorsuló elektronok szögsebességüknek megfelelő frekvenciájú és jellegzetes polarizációjú sugárzást bocsátanak ki. Ugyanilyen tulajdonságokkal rendelkezik a Crab-köd középponti tartományából kibocsátott fény is. Úgy látszik, hogy a kiterjedő gáz szálas szerkezetével párhuzamos irányú mágneses terek vannak jelen, s a mágneses erővonalak körül, közelítőleg köralakú pályákon nagyenergiájú elektronok mozognak. A megfigyelt spektrumból kb. 200 GeV energiájú elektronok jelenlétére lehet következtetni, bizonyossággal feltételezhetjük, hogy az elektronok közül néhány ennél jóval nagyobb energiával rendelkezik.

Igen valószínű, hogy gyors *magok* is vannak jelen, melyek az elektronokénál is nagyobb energiával rendelkeznek; a magok ugyanis hasonló folyamatok útján gyorsulhatnak fel, mint az elektronok, ugyanakkor azonban energiájukat lassabban veszítik el, mint az azonos sebességgel rendelkező elektronok, minthogy sokkal kisebb mértékben sugároznak. Feltételezhetjük tehát, hogy a szupernóvákban az atommagok nagy energiára tehetnek szert, mely a kozmikus sugárzásban megfigyelt energiák tartományába esik, s hogy e magok „töltésspektruma” a nehezebb elemekben gazdagabb, mint a Világegyetem közönséges anyaga.

b) *Az izotrópia.* Még hátra van a primér kozmikus sugárzás két tulajdonságának értelmezése: a Naprendszeret érő sugárzás izotrópiája, valamint a lítium, berillium és bór jelenléte, amely elemek a kitörést közvetlenül megelőzően bizonyosan nincsenek jelen a szupernóvában. Ha a szupernóvák valóban a kozmikus sugárzás fő forrásai, úgy miért nem mutatják a bennünket elérő részecskéken végzett megfigyelések egy olyan közeli forrás létezését, mint amilyen pl. a Crab-köd? E kérdés vizsgálatához idézzük fel a Tejút szerkezetére vonatkozó ismereteinket, melyeket a rádiócsillagászatnak köszönhetünk.

Tejútunk kb. 70 000 fényév átmérőjű spirálköd. A csillagok sűrűsége a rendszer középpontjának környezetében a legnagyobb. A spirálkarokat alkotó csillagokat egy kb. 3000 fényév vastagságú korong foglalja magában. A Tejút anyagának 98%-a a csillagokat alkotja, 2% pedig a csillagközi gáz és por. Ez utóbbi legnagyobb részét a Tejút síkjában elhelyezkedő ezer fényév vastagságú öv foglalja magában. Ez a gáz- és poralakú csillagközi anyag igen ritka; átlagos sűrűsége 1–10 atom/cm³.

Ezen kívül a rádiócsillagászat azt is megmutatta, hogy a Tejút spirálkarjait gázburok veszi körül, mely a középponttól távolodva egyre ritkábbá válik. Ez a Tejút centrumát közelítőleg gömbalakban körülvevő gázburok több, mint 120 000 fényév átmérőjű. Az anyagsűrűség ebben sokkal kisebb, mint a korongban. Átlagos értékét egyes csillagászok kb. 1 atom/1000 cm³-re becsülik.

A gáz és a por eloszlása a Tejút síkjában, valamint a gázburokban nem egyenletes. A Crab-ködhöz hasonlóan szabálytalan anyagtömörüléseket: felhőket és szálakat találunk. Különösen fontos, hogy a felhők szabálytalan mágneses terekkel kapcsolatosak. A mágneses tér átlagértékére a galaktika síkjában elhelyezkedő korongban a becslések kb. 10^{-6} gauss-t adnak; a gázburokban a mágneses tér valamivel kisebb ennél.

E mágneses terek jelenléte folytán a töltött részecskék pályája, még ha nagy is az energiájuk, nem egyenes. A mágneses tér eltéríti a részecskéket. Minél kisebb a részecskék energiája, annál nagyobb az eltérítés adott erőterben. E rendezetlenül eloszló mágneses terek rendszertelen eltérítő hatást gyakorolnak a szupernóvákból kibocsátott, a csillagközi térben továbbhaladó töltött részecskékre, s így azok iránya mozgásuk folyamán folyvást változik. A kozmikus részecskék útja tehát egy gáz molekuláinak útjához hasonló: gyakori irányváltozással járó rendezetlen mozgás, ami diffúziót eredményez. Ez érthetővé teszi, hogy miért találjuk azt tetszésszerűen helyen végzett megfigyelés esetén, hogy a részecskék minden irányból egyenletesen érkeznek.

c) *A kozmikus sugárzás galaktikus eredetéről.* A Tejútban megfigyelt szupernóvák számából, valamint a szomszédos csillagrendszerekben fellépő szupernóvák gyakoriságából arra következtethetünk, hogy egy-egy galaxisban átlagosan 300 évenként lép fel szupernóva. Ésszerű feltételezni, hogy a szupernóva-kitörések a galaxis középpontjának környezetében a leggyakoribbak, ahol a csillagsűrűség a legnagyobb. E feltevés mindazonáltal nem tekinthető még véglegesen igazoltnak. Ha azonban ez a feltevés helytálló, úgy azt kell várnunk, hogy a kozmikus sugárzás főképpen galaxis középponti tartományában keletkezik. A sugárzás sűrűsége e szerint a középpont környezetében a legnagyobb, s kifelé haladva a diffúzió folytán egyre csökken.

Végülis egyes részecskék, különösen a gyorsabbak, kitudálhatnak a galaktikát körülvevő gázburokból, s az intergalaktikus térbe juthatnak. Minthogy sem a kozmikus sugárzás eloszlását a galaxison belül, sem pedig az általa szállított teljes energiamentisíget nem ismerjük, jelenleg nem tudjuk megmondani, vajon a szupernóvák gyakorisága s a szupernóvák által a galaxissal közölt energia elég nagy-e ahhoz, hogy a kozmikus sugárzás létrejöttét ilyen módon magyarázzuk.

d) *A kozmikus sugárzás életkora.* Befejezésül még egyszer foglalkoznunk kell a légkörünket érő sugárzásban foglalt lítium, berillium és bór gyakoriságának kérdésével. Az előzőekben láttuk, hogy a könnyű elemek jelenlétét nehezebb magok felbomlásával magyarázhatjuk. Arról, hogy ezen folyamat közben mennyi anyagon haladt át a sugárzás, a következőképpen alkothatunk fogalmat. Tegyük fel, hogy egy szupernóva-robbanásnál a térbe kilövellt gyors kozmikus részecskék mind vas- és nikkel-magok, könnyebb atommagok egyáltalán nincsenek jelen. Ekkor a következőket

találjuk: ahhoz, hogy a nikkel és a vas részvételi aránya a primér kozmikus sugárzásban megfigyelt értékre csökkenjen, a sugárzásnak kb. 10 g/cm^2 — főként hidrogénből és héliumból álló — csillagközi gázon kell áthaladnia. Ez azt jelenti, hogy ha azt a gázmennyiséget, melyen a részecskék forrásuktól a légkör határáig áthaladnak, összehasonlítjuk, az cm^2 -enként 10 g -ot nyomna. Tudjuk azonban, hogy a kozmikus sugárzás keletkezése pillanatában nem kizárólag vasból és nikkelből áll. A szupernóva más könnyebb elemeket, így szén, nitrogént és oxigént is kilök magából. A kapott értéket tehát felső határnak kell tekintenünk.

Egy másik becsléshez úgy juthatunk, hogy meghatározzuk, mennyi gázon kell a sugárzásnak áthaladnia ahhoz, hogy a megfigyelt lítium-gyakoriság előálljon. Így a 3 g/cm^2 érték adódik. Nem tudjuk azonban, hogy a kozmikus sugárzási részecskék életük melyik szakaszában hatoltak át ezen az anyagmennyiségen. A galaktikai síkban fekvő korongban például, ahol a sűrűség viszonylag nagy, a részecskék sokkal kisebb utat tesznek meg két ütközés között, mintha a jóval ritkább gázburokban végzik mozgásukat. Egy szupernóva-kitörésből hátramaradt, kiterjedő gáztömegben viszont jóval rövidebb a két ütközés között megtett út.

Eszerint tehát nem tudjuk pontosan megbecsülni azt az időt, amelyre egy kozmikus sugárzási részecskének szüksége van a sugárzás forrásától a Földre vezető út megtételéhez. Ha például a kozmikus részecskék diffúziója tisztán a galaktikai korong viszonylag sűrű gázában megy végbe, úgy 10^6 évre van szükség ahhoz, hogy egy részecske 3 g/cm^2 hidrogénnek megfelelő anyagmennyiséget szeljen át. Ha viszont a részecskék zéngűs mozgása a gázburokban megy végbe, úgy ehhez 10^9 évre van szükség.

e) *Más források.* Tudásunk jelenlegi állása mellett eszerint még számos fontos kérdés nyitva áll. Egyes szerzők például feltételezik, hogy a kozmikus sugárzás részecskéi a szupernóvák mellett még más forrásokból is származhatnak. E szerzők véleménye szerint a kozmikus sugárzás túl sok hidrogént tartalmaz, semhogy tisztán a szupernóvákból eredhetne. — *Neynek és kollégáinak* Minnesotában az utolsó néhány hét folyamán végzett megfigyeléseiből tudjuk, hogy a Nap egyes kitörések során nagyszámú mérsékelt energiájú — mintegy 100 MeV -os — protonot bocsát ki. Azt azonban, hogy ezek a protonok miképpen tesznek szert a kozmikus sugárzási részecskékre jellemző nagy energiákra, nehezebb megmagyarázni, mint a szupernóvák esetében. Ami a nehezebb magokat illeti, ezek száma igen csekély, ha a Nap ilyeneket egyáltalán kibocsát.

Egyes szerzők hajlanak arra a feltevésre, hogy a diffúziós folyamatok a spirálkarokban mennek végbe, ahol is a mágneses tér tartaná fogva a részecskéket. Nyílt kérdés még az is, hogy vajon a legnagyobb energiájú részecskék minden esetben protonok-e; a nehezebb magokat, így a nikkelt

és a vasat ugyanis a spirálkarok mágneses tere könnyebben fogva tudja tartani.

*

Amint látjuk, jelenleg a kozmikus sugárzás kutatásának lebilincselően érdekes korszakában vagyunk. A csillagok fejlődésére és a csillagok belsejében végbemenő, hidrogénből való magfelépítésre vonatkozó ismereteink előrehaladása, valamint a galaxisokra vonatkozó tudásunk gyarapodása, mely a rádiócsillagászatnak köszönhető, jelentékenyen hozzájárult ahhoz, hogy a kozmikus sugárzás létrehozásával kapcsolatban szóba-jövő mechanizmusokat áttekintsük. Természe-

tesen, még sok a megismernivaló. Azt hisszük azonban, hogy jelenlegi elképzeléseink sok tekintetben jól megközelítik a valóságot. Úgy vélem, hogy a kutatás jelenlegi állása mellett helyénvaló áttekintésünket e Bacon-idézzel zárni:

„Nem szabad a Világegyetemet leszűkíteni, hogy azt tudásunk korlátai közé szorítsuk, amint azt az ember eddig általában tette; inkább tudásunkat kell folytonosan tágítani és növelni, hogy a Világegyetem képét — felfedezése folyamatában — megragadhassuk.”

C. F. Powel
Bristol

Fénycsövek fizikája

1. Korunkban a fénycsövek olyan természeti jelenségnek számítanak, mint pl. néhány száz év előtt a tűz vagy a mechanikai mozgás. Működésüket jellemezve azt szokás mondani, hogy „hideg fényt” adnak szemben a régebbi fényforrásokkal. A fellobbanó gyufa lángjától a fegyverek torkolat-tüzeig, a cigarettaparazstól a villám vakító fényéig a fénytünemények általában több-kevesebb hőfejlődéssel járnak, és e hőfejlődés minimális értékre való csökkentése éppen az, ami a világítás gazdaságosságánál döntő. A fénykeltés energiaátalakító folyamat, mechanikai, kémiai vagy elektromos energiát alakítunk át olyan elektromágneses hullám energiájává, melynek hullámhossza 400-tól 800 Å-ig terjed. Az energiaátalakítások során természetesen mindig hő fejlődik, s így az átalakítandó energia egy része szükségképpen kárba vész. A „hideg fényt” elnevezés tehát már elárulja, hogy a fénycsövek gazdaságos berendezések.

A járókelő számára a fénycsövek két nagy csoportja szembevetődő. Az egyik csoportot főként világításra használják, és jellemzője, hogy a viszonylag kis feszültségű váltóáram bekapcsolása után csak néhány felvillanás után kezdenek folyamatosan világítani, míg a másik csoportba a sokféle színben látható, főként reklámcélokra használatos csövek tartoznak, amelyek néhány ezer voltos feszültséggel működnek, s bekapcsolás után azonnal gyújtanak. A két típus közös vonása, hogy a fénykeltés ritkított gázokban való gázkisüléssel történik, tehát mindkét típus az „atomfizika gyermeke”. Közös vonásuk továbbá, hogy a gázkisülésben lejátszódó ionizációs folyamatokhoz szükséges gyors elektronokat a cső végein elhelyezett elektródákból nyerik. A két típus közti eltérés e tekintetben az, hogy a reklámcsőknél hideg elektródákból lépnek ki a nagy térerősség hatására elektronok, míg a másik „melegkatódos” csöveknél termikus emisszió is segíti az elektronkilépést. Ez utóbbi típus sok érdekes elektrotechnikai problémát vet fel, azonban e helyen csupán a két típus közös,

gázkinetikai vonatkozású folyamataival kívánunk foglalkozni.

2. Előljáróban alkossunk szemléletes képet magunknak a fénycsőben levő gáztöltés kinetikai viszonyairól.



1. kép

A fénycső gáztöltése általában 4–7 Hg mm nyomású, kb. 300–400° K üzemi, hőmérsékletű nemesgáz vagy higanygőz. Tudjuk, hogy mólnyi mennyiségű normálállapotú ideális gázban $L = 6,02 \cdot 10^{23}$ db. atom, ill. molekula van, ebből következik, hogy a mondott állapotú nemesgáz-töltésű csőben cm^3 -enként mintegy $n = 1000$ trillióra tehető a nemesgázatomok száma. Tömörség tekintetében ez a szám egyáltalán nem jelent sokat, hiszen tudjuk, hogy egy atom átmérője $\delta = 1 \text{ \AA}$ nagyságrendű, s így 1 cm^3 -be még ezer-milliárdszorosa ennyi atomot is be lehetne zsúfolni.

A kinetikus gázelméletből ismeretes továbbá, hogy egyatomos gáz atomjainak átlagos energiája

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT,$$

ami azt jelenti, hogy atomjaink néhány száz-méteres másodpercenkénti sebességgel és néhány-tizedes eV-os kinetikai energiával mozognak. Az átlagos λ szabad úthossz ismert

$$\lambda = \frac{1}{\pi \sqrt{2} n \delta^2}$$

összefüggése szerint ilyen gáztöltésben kb. 1–2 cm-t tudnak az atomok ütközés nélkül befutni, s ebből következik, hogy sec^{-1} -ként és cm^3 -enként mintegy ezer trillió ütközés történik. Így egyetlen atom átlagosan kb. tízezer másikkal ütközik másodpercenként. Az ütközések egy része rugalmas, más része pedig az atomok gerjesztésére, ill. ionizációjára vezet, de csak elenyésző kicsiny számban. Az elektromos erőter mentes nemesgázban, ugyanis ionizáció létrejöttéhez kb. 10 eV-os ütközéseknek kellene lejátszódnuk, de az ilyen ütközések száma, tekintve, hogy az átlagos energia 10^{-4} eV nagyságrendű, rendkívül kicsiny.

3. A felvázolt — tájékozódást szolgáló — szemléletes kép birtokában nézzük meg, mi a fénycső feltétele. Ahhoz, hogy egy foton látható legyen, $\varepsilon = h\nu$ miatt az szükséges, hogy energiája kb. 60 és 120 eV közé essék. A fénycső gáztöltése tehát akkor fog világítani, ha elég nagy számban következnek be olyan rugalmatlan ütközések, melyeknél valamely elektron egy ion vonzókörébe jutva az atomtörzsben marad, s közben fénykvantum formájában eltávozó felesleges kinetikai energiája 60 és 120 eV közé esik. Ilyen, a fénykeltés szempontjából hatásos ütközések igen változatos módon állhatnak elő, s általában minden ütközésnél felléphetnek újabb fotonok, elektronok, ionok.

A hatásos ütközések számát a fénycsővek gáztöltésében a következőképpen lehet fokozni, ill. biztosítani. A fénycső fémelektrodáiból az elektronokat elektromos energiabefektetés árán kilépésre lehet készíteni (kilépési munka), s ezek az elektronok aztán cm^{-1} -ként 50–60 eV-al gyarapítják kinetikus energiájukat. Ugyanis a hidegelektrodás fénycsővek egyméteres hosszán kb. 500 V a feszültség. Gyors elektronok létrehozása tekintetében hasonló a helyzet az izzókatódos csövek esetében is.

Az elektronok szabad úthossza természetesen sokkal nagyobb az atomokénál, s ezért elég sok energiát vehetnek fel két ütközés között. Általában azonban sajnos az a helyzet, hogy még mielőtt a szükséges kb. 100 eV-os energiára szert tennének, rugalmatlanul beleütköznek valamely semleges, gerjesztett vagy már ionizált atomba, s így, kevés lévén kinetikai energiájuk, vagy csak az atom kinetikus energiáját növelik, vagy kisenergiájú gerjesztést vagy haszontalan rekombinációt idéznek elő. Az első eset az atomok hőmozgását növeli, míg a másik kettő is csak káros, viszonylag kisenergiájú (kis frekvenciát jelentő) fotonkibocsátást, azaz hőszugárzást jelent.

Lesz azután az elektron-ion ütközésnek egy káros fajtája is, amikor a rugalmatlanul ütköző elektron energiája oly nagy, hogy az atomtörzsbe való befogódás utáni foton energiája, ill. a megfelelő elektromágneses hullám frekvenciája, már a szintén nem látható ultraibolya tartományba esik. Ennek az energiának egy részét szerencsére azonban még vissza lehet szerezni a cső falán elhelyezett fluoreszkáló réteg segítségével, a rétegben az elektron képes valamivel többet leadni kinetikus energiájából, mint csak a gázban, s így a visszamaradó energia fotonkibocsátás után már látható fényt eredményez.

Ily módon az elektronoknak csak egy része jut olyan állapotba, hogy kedvező fénykibocsátást hozzon létre, emellett az elektronok egy részét arra kell felhasználni, hogy a rekombinációt, az elektronoknak az ionizálási folyamatból való kiesését állandóan pótoljuk, s ily módon az elektromos áram vezetését biztosítsuk.

Az eddig elmondottakat kiegészítve táblázatban összeállítjuk a gázkiülésben lejátszódó ütközéstípusokat, kezdeti- és végállapotukat megjelölve, anélkül azonban, hogy a folyamatokat energetikailag értékelnénk:

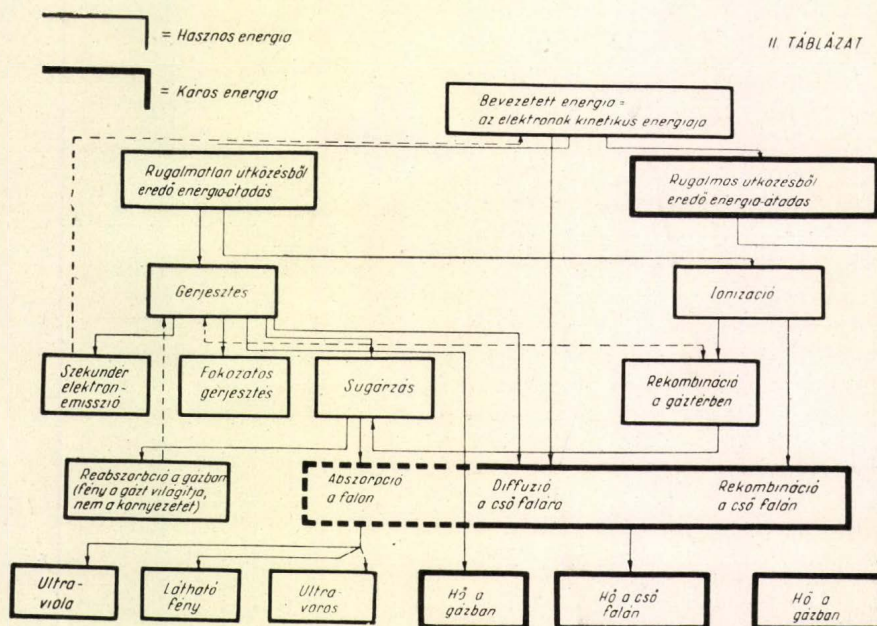
A gázkiülés ütközési folyamatai

Kezdeti állapot	Átalakulások	Végállapot
a) Elektron (v. kicsi) + neutr. atom		neutr. atom + elektron (rugalmas ütközéssel történő energiaátadás) = hő
b) Elektron (gerjesztésre alkalmas sebességű) + neutr. atom		neutr. atom + sugárzás (fény, ultra viola, ultra vörös)
c) Elektron (v. nagyon nagy) + neutr. atom		ion + 2 elektron (új töltéshordozók keletkezése) neutr. atom + sugárzás (rekombinációs sugárzás)
d) Sugárzási kvantum (közepes energia = közepes hullámhossz) + neutr. atom		mint a c) pontban
e) Sugárzási kvantum (nagy energia = kis hullámhossz) + neutr. atom		neutr. atom + sugárzás reabszorpciós sugárzás
f) Gerjesztett atom + neutr. atom		2 neutr. atom (nagyobb sebesség = hő)
g) Gerjesztett atom + elektron (v. kicsi)		mint a–c) pontokban

I. táblázat

4. Az elmondottak birtokában már válaszolhatunk arra a kérdésre, hogy tulajdonképpen miért világít egy fénycső. Tekintve, hogy a fénykeltéshez szükséges energiák csak elég nagy-energiájú elektron-ion, ill. elektron-semleges atom ütközésekor szabadulnak fel, azért azt mondhatjuk, hogy a „fényforrás” a szabad elektronok atomtörzsbe való befogadása. Innen, t. i. abból, hogy a szabad elektronok energiája kvantálatlan, következik, hogy ha spektroszkóppal felbontjuk a

Az A) típusú hibát könnyű megmagyarázni. Minden fénycső véges élettartammal bír, (néhány ezer óra) melynek részben az az oka, hogy a gázban a légritkított állapot a tökéletlen vákuumzárások miatt elromlik, részben pedig az, hogy az elektródák elektronemittáló rétege kimerül, a kilépési munka megnövekszik, s így már nem áll rendelkezésre megfelelő számú elektron az ionizáció és vezetés fenntartásához. (Természetesen annak, hogy bizonyos csövek nem világítanak,



fénycső által kibocsátott sugárzást, akkor diszkrét spektrumra rásuperponált sávos spektrumot kapunk, melynek folytonos része már a látható tartományba esik.

Hogy az I. táblázatban felsorolt ütközések a spektrum intenzitáseloszlásában milyen szerepet játszanak, azt kvantitativ csak igen bonyolult, de elvben elvégezhető számításokkal lehetne csak illusztrálni, azonban kvalitatív képet erről mégis szerezhetünk, mégpedig megvizsgálva, hogy a csőbe vezetett energia hogyan oszlik meg az egyes ütközéstípusra. Erről legtömörebben ugyancsak táblázatos összeállítással lehet képet kapni. A II. táblázatban vastagon bekereteztük azokat a folyamatokat, melyek a fénykeltés szempontjából károsak; természetesen teljességre nem törekedhetünk az ábrázolásban.

5. Ezekután nézzünk meg néhány fizikai szempontból érdekesebb műszaki problémát.

Sajnos még manapság is lehet látni hibás neonfeliratokat, foghíjas szövegrészeket. A hibák nagyjából a következő típusokba sorolhatók.

- Bizonyos csövek nem világítanak.
- Bizonyos csövek halványan világítanak.
- Bizonyos csövek időben változó módon világítanak.
- Bizonyos csövek elszíneződnek.

más műszaki jellegű oka is lehet, elromlik a transzformátor, de ezekkel itt nem akarunk foglalkozni.)

A B) típusú hiba időben rendszerint megelőzi az A) típusút: idegen atomok kerülnek a gáztérbe, lecsökken a hatásos ütközések száma, s az elektródák kis kilépési munkájú emittáló rétegének elfogyásával csökken az egyáltalán lehetséges ütközések száma.

Minthogy az időben változó állapotok statisztikus mechanikája még nincs kellőképpen kiépítve, azért a C) típusú hibáról igen keveset mondhatunk. Valószínűleg visszacsatolásról van szó, amikor reabszorpció során a kisülés lényegesen megváltoztatja a teret a cső belsejében.

Az elszíneződés D) típusú hibáját általában a csövek fokozott felmelegedése kíséri. Az elszíneződött csövek rendszerint világosabb árnyalatúak, a normálisnál, s ennek oka valószínűleg részben a levegő nitrogén és oxigénmolekuláinak bejutása a csőbe, ami tekintve, hogy a molekulák gerjesztési és ionizációs nívója kicsi, azt eredményezi, hogy a megrövidült úthosszon kisebb energiára szert tett elektronok befogódása kisebb energiájú fénykvantumok kibocsátására vezet. Természetesen részletesebb értelmezés és vizsgálat meghaladná mondanivalónk kereteit.

6. Végezetül, hogy képünk legyen a fénycsövek főbb gazdasági tulajdonságairól is, lássunk néhány összehasonlító adatot. A III. táblázat a különféle mesterséges elektromos fényforrások fényhozamát mutatja, az 1 watt teljesítményre eső Hektolumen értékben.

III. Táblázat

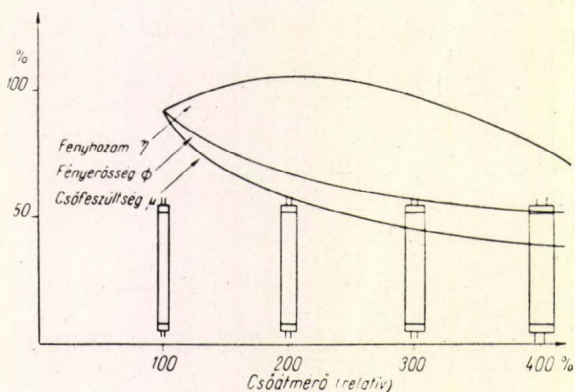
Fényforrás	Fényhozam Hlm/W kv.
Szénzás izzó	2,7
Fémzás izzó 15 W, 220 V	8,0
Kettős spirálú izzó 60 W, 220 V	11,5
Alacsonyfeszültségű fémzás izzó 15—25 W, 24 V.....	12,0
Ívlámpa; konstrukciótól függően	20—30
Nagyfeszültségű fénycső, fehér, 75 mA ..	21—27
Alacsonyfeszültségű fénycső HN 80.....	30
Alacsonyfeszültségű fénycső HN 120.....	38
Nagynyomású higanygőzlámpa 75/83 W ..	40
Nagynyomású higanygőzlámpa 450/475 W	46,3
Nátriumgőzlámpa 80 W	55
Nátriumgőzlámpa 105 W	67

A IV. táblázat a különböző fényszíneket mutatja, megjelölve a méterenkénti fényerősséget is kandela/méter (egységnyi hosszra eső normál gyertya fénye) egységeiben:

IV. Táblázat

Gáz v. gőz	Világítási szín	Méterenkénti fényerősség cd/m
Helium	pirosas sárga	4,3
Neon	narancspiros	17
Argon	kékes	0,3
Krypton	sárgapiros	0,35
Higany + Argon	kékes zöld sárga oszlopban : zöld kék oszlopban : sárga	4,3 ≈3 ≈1,5

Fénycsövek tervezésénél fontos szempont a fényhozam, csőfeszültség, fényáram, teljesítményfelvétel optimális eredőjének megkeresése különféle, általunk kényelmesen változtatható paraméterek függvényében. Erre ad tájékoztatást az alábbi ábra.



F. Tábori Gabriella

Fővárosi Neonberendezéseket
Gyártó Vállalat

Mágneses módszer a földtörténeti kutatás szolgálatában

A fizika egyes fejezetei egymás után válnak a legkülönbözőbb tudományok fontos segítőivé. A radioaktivitás technikai átvilágításra, biológiai nyomjelzésre és régészeti, geológiai kormeghatározásra való felhasználása közismert. Alábbi cikkünk egy érdekes új lehetőségről számol be. Meg kell jegyeznünk, hogy a paleomágneses vizsgálati módszer ma még a modern geofizikának egyik legbizonytalanabb ága. Minden jelenségnek többféle magyarázata is lehetséges, ezért a vele való foglalkozás csak ezer-nyi közetminta kísérleti megvizsgálása után az empirikus összefüggések leszűréséből állhat, de még így is nagyon bizonytalan. Az utóbbi időben állapították meg ugyanis, hogy a lelőhelyről kivett kőzet mágneses momentumának nemcsak a nagysága, de iránya is erősen módosulhat a környezeti hatások (nyomás, hőmérséklet) megváltozása folytán. Hogy megbecsülhessük a fellépő nehézségeket, érdemes megemlíteni, hogy a Föld mágneses pólusának ma is nehezen magyarázható rendellenes

mozgása van: az északi pólus az utolsó 400 évben kb. km/év sebességgel közelítőleg $\frac{3}{4}$ kört írt le: a déli pedig ugyanezen idő alatt egyenesen mozgott. A Föld tízezeréves polaritásváltozása is bizonytalan. A paleomágnesesség tehát ma még vitatható megbízhatóságú észleléseken alapuló tudományág, amelyre elgondolásokat építeni csak óvatosan lehet. Úgy véljük azonban, módszertani érdekessége miatt érdeklődésre tarthat számot az alábbi cikk közlése.

(Szerkesztőség).

A földtörténeti kutatásokban hosszú idő óta sikerrel alkalmazott, a radioaktivitás jelenségén alapuló eljárások mellett újabban mind jobban előtérbe kerül egy másik vizsgálati módszer, amely a kőzetek remanens mágnesességét használja fel ismeretszerzésre.

A vulkánkitöréseket követően a felszínre ömlő láva hőmérséklete 1000–1200 Celsius-fok körüli, és így több száz fokkal meghaladja a magnetitre vonatkozó 580 Celsius-fokos Curie-pontot. A vulkanikus eredetű kőzetekre a nagy magnetit-tartalom jellemző. A magas hőmérséklet következtében a magnetit elveszíti ferromágneses tulajdonságait. Azonban amikor a kőzetek hőmérséklete a hűlés következtében a Curie-pont alá csökken, a földmágneses tér momentán iránya szerinti újramágnesesződés következik be. Az így nyert remanens mágnesség igen hosszú időn keresztül, Graham szerint több százmillió éven át is megmaradhat. Az újramágnesesződés folyamatát Japánban közvetlenül is sikerült mérésekkel ellenőrizni egyes tűzhányó-kitöréseket követően.

A lávatakarók korát, keletkezési sorrendjét, gyűrődéseit és mozgásait a földtanban alkalmazott módszerek felhasználásával kielégítő pontossággal meg lehet határozni. A kőzetminták tanulmányozásával, ha a minta származási helyének jelenlegi földrajzi koordinátái, valamint eredeti fekvésének körülményei ismeretesek, kiszámolható az illető láva keletkezésének idejére vonatkozó földmágneses pólushelyzet. A mérések speciálisan kiképzett műszerekkel, a hazai vizsgálatoknál az Eötvös-féle mágneses transzlatométerrel történtek. A mérhető inklinációból a hajdani mágneses szélességre, a deklinációból pedig a mágneses meridiánra lehet visszakövetkeztetni. Számos kőzetminta felhasználásával a mérési hibák nagyjából kiközepelednek, és a földtörténet valamely időszakára vonatkozóan (időben közeli kőzetkeletkezés esetén ezer év, időben nagyon távoli kőzetkeletkezés esetében millió év nagyságrendű hibahatáron belül) közelítésben megkapjuk a földmágneses tér északi vagy déli pólusának földrajzi koordinátáit.

Nehézséget okoz azonban az a körülmény, hogy a földmágneses tér polaritása az időben nem állandó. A jelenség oka még kiderítetlen. Runcorn szerint a polaritásváltozás 5000 éves időközönként következhet be, Hospers szerint azonban 10 000 év nagyságrendű idő szükséges. Mindazonáltal a különböző földtörténeti időszakokra vonatkozó mágneses pólushelyzetek ismeretében viszonylag könnyen eldönthető, hogy a vizsgált kőzetminta alapján éppen meghatározott pólust pozitívnak vagy negatívnak kell-e tekinteni. Ha ugyanis a nyert pólushelyzet nem illeszkedik be a többi, már korábban meghatározott pólushelyzet közé, hanem azokhoz képest körülbelül a földfelszín ellenlábas területére esnek, akkor biztosra vehető, hogy a vizsgált kőzet olyan időszakban képződött, amikor a polaritás ellenkező volt.

Nagata japán geofizikus 48 000, Hramov szovjet kutató 200 000, Doell és Graham angol geofizikusok pedig több tízmillió évre visszamenőleg vizsgálták a kőzetek mágnesezettségét, és megállapították, hogy a földmágnesség mindvégig axiális-jellegű volt, vagyis a mágneses pólusok és a földrajzi pólusok egymás közelében feküdtek.

Ha egy szárazulaton belüli, különböző korú kőzeteket vizsgálunk, az tapasztalható, hogy az egyes időszakokra vonatkozó pólushelyzetek egymástól sokkal jobban eltérnek, mintsem, hogy azt mérési hibának lehetne tulajdonítani. A különböző világrészekről származó, de azonos korú kőzetekből meghatározott mágneses pólushelyzetek ugyancsak eltérnek egymástól. Ez csakis azzal magyarázható, hogy a kontinensek a földtörténet során tetemes mértékben elmozdultak egymáshoz, valamint a mágneses pólusokhoz képest.

A kontinensek egymáshoz viszonyított elmozdulásáról felállított Wegener-féle elmélet az eddigi geológiai, klimatológiai, őslénytani és földrajzi bizonyítékok mellett tehát fizikai úton, a paleomágneses vizsgálatok alapján is támaszt nyert. A földtörténet nagy klímaváltozásai ugyancsak érthetővé válnak akkor, ha meggondoljuk, hogy egyes kontinensek a múltban sokkal közelebb, illetve lényegesen távolabb lehettek a földrajzi pólusoktól, mint jelenleg. A földmágneses tengely ugyanis precessziós-jellegű mozgást végez a Föld forgási tengelye körül (ez a mágneses tér 500 év nagyságrendű szekuláris változásában mutatkozik meg), és ezért igen valószínű, hogy a paleomágneses pólusok bármelyike jó közelítéssel a földrajzi pólust szolgáltatja. Ez a földrajzi pólushelyzet ahhoz a szárazulathoz viszonyítandó, ahonnan a vizsgált kőzetminta származik, és arra a földtörténeti időszakra vonatkozik, amelyben az illető kőzet keletkezett.

A pólusok helyzetváltoztatásában tehát valószínűleg az egyes szárazulatoknak a pólushoz viszonyított mozgása tükröződik. Idevonatkozó számításaink szerint a mozgás sebessége centiméter/év nagyságrendű. Az elmúlt 500 millió év folyamán az összefüggő Európa-Ázsia kontinensre 4,25 cm/év, Észak-Amerikára 2,97 cm/év, Afrikára 5,26 cm/év és Ausztráliára 4,85 cm/év átlagsebességű elmozdulás adódott. A sebesség mindazonáltal valószínűleg nem volt állandó, de a centiméter/év, illetve tíz centiméter/év nagyságrendet nem lépte túl. A maximális sebességet az összefüggő Európa-Ázsia kettős-kontinens feltehetően az oligocénben érte el (a ki egyenlítő számítással nyert és közelítésnek tekintendő eredmények szerint 7,73 centimétert évenként); Észak-Amerika a permben (5,38 cm/év); Afrika ugyancsak az oligocénben (12,67 cm/év) és Ausztrália a devonban (14,27 cm/év). Ezek a sebességingadozások teljességgel jelentéktelenek, és arra engednek következtetni, hogy a kontinensek mozgását előidéző hatókok valamennyi szárazulat esetében azonosak voltak. A különböző paleomágneses vizsgálatok alapján nyert, az északi pólusra vonatkozó koordináták középértékét az alábbi táblázatban tesszük közzé. Megjegyezzük, hogy a Wegener- és Köppen-féle adatok paleoklimatológiai alapon lettek meghatározva.

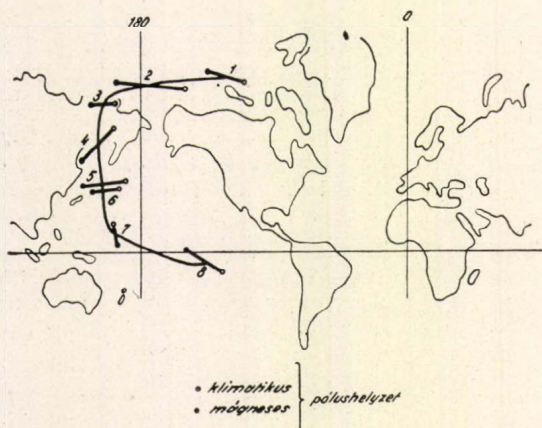
A következő oldalon található táblázattal kapcsolatban hangsúlyozandó, hogy azok az eredeti koordináta adatok sem tekinthetők hibátlanul pontosoknak, amelyek alapján a közepelest végeztük. Az egyes meghatározott pólushelyzetek köré általában 8–10°-os, ritkábban 25–30°-os sugárral, illetve fél-nagy-tengellyel szerkeszthető kört vagy ellipszist rajzolhatunk, amely hibaterületként szerepel. A pólus e hibaterület bármely pontjában egyaránt jogosan helyezhető el, de gyakorlatilag a kör vagy az ellipszis középpontját tekintjük a pólus tényleges helyének.

Időszak	Európai adatok alapján		Északamerikai adatok alapján		Afrikai adatok alapján		Ausztráliai adatok alapján	
	φ	λ	φ	λ	φ	λ	φ	λ
Pleisztocén	88 N	147 E						
Pliocén	76	202 ?	85 N	150 E ?	70 N	300 E*	86 N	282 E
Miocén	80	126 ?	83	135 ?	75	210*		?
Oligocén	72	140	82	88 ?		?	67	303
Eocén	72	145	82	88 ?	45	200*	67	303
Kréta	66	168	74	131	47	220*		?
Jura	63	153		?	55	256**	50	337
Triász	51	144	58	104	50	235*	39	323
Perm	46	165	36	115	35	245*	32	351
Karbon	47	144	44	119	30	215*	39	337
Devon	34	156	39	124	0	230	66	192
Szilur	42	167	20	138	0	230	60	203
Kambrium	17	169	—1	177	0	230	35	197
Felső proterozoikum	6	237	28	217	0	230	40	290
Alsó proterozoikum	35	244	32	216	0	230	6	14

* Wegener és Köppen adatai alapján.

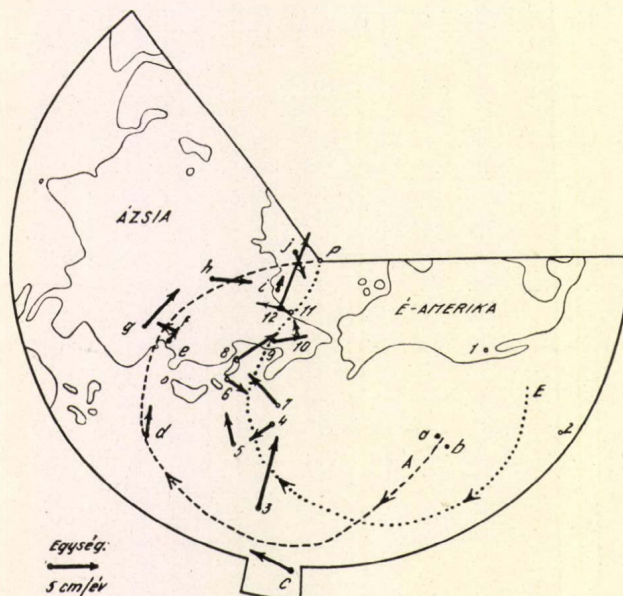
** Irving és Wegener adatainak középértéke.

Hramov megkísérelte tisztán paleoklimatikus adatok alapján felvázolni az északi pólus valószínű útját. Amint az az 1. ábráról látható, az Euráziára vonatkozó pólushelyzetek igen jó egyezést mutatnak az ugyanerre a területre vonatkozó paleomágneses póluspozíciókkal. Az egyezés arra enged következtetni, hogy a paleomágneses módszer elvileg helyes.



1. ábra. Paleomágneses és paleoklimatikus pólushelyzetek, Hramov kutatásai szerint. Feltűnő, hogy a teljesen más úton meghatározott pólushelyzetek mennyire közel esnek egymáshoz. Ez arra mutat, hogy a paleomágneses eljárás helyes.

A táblázatban megadott koordinátájú pontok bizonyos szórást mutatnak a térképi ábrázolásnál, ami a mérési bizonytalanságoknak tulajdonítható. A szórt pontok között grafikus kiegyenlítéssel határozható meg a pólus valószínű, tényleges mozgáspályája. Számításaink során a pólus elmozdulásának mértékét ötmillió éves időegységekre határoztuk meg, és a szórásból adódó hibák kiegyenlítése céljából tízes bloxamálást hajtottunk végre. A pólus mozgássebességének kiszámításánál figyelembe vettük, hogy az egyes földtörténeti időszakok nem voltak egyforma hosszúak. Az egyes időszakok hosszára vonatkozóan a földtani irodalomban jelenleg elfogadott értékeket használtuk fel. A szórás mértékéről, az Észak-amerikához, illetve Euráziához viszonyított pólus-



2. ábra. Paleomágneses pólushelyzetek az eurázsiai és északamerikai kőzetek remanens mágnessége alapján számítva. Az egyes pólushelyzetek (jelenlegi) földrajzi koordinátáit a szövegben található táblázat közli. Figyelemre méltó, hogy az amerikai pólushelyzetek mindig nyugatabbra esnek, mint azok, amelyek európai kőzetek alapján lettek meghatározva. E: Euráziából számolt pólus-pálya, A: Észak-Amerikából számolt pólus-pálya. A vektorok az elmozdulás irányát fejezik ki valamely földtörténeti időszakban, hosszuk pedig arányos az illető földtörténeti időszak egy esztendejére számított elmozdulással. A pontozott, illetve szaggatott görbektől, általában 10°-nál kisebb távolságtérítés ad fogalmat az adatok szórásáról.

Jelzések:

„B” görbénél	„A” görbénél		„E” görbénél	„A” görbénél	
1	a	alsó proterozoikum	7	g	perm
			8	h	triász
2	b	felső proterozoikum	9		jura
			10	i	kréta
3	c	kambrium	11		eocén
4	d	szilur		j	eocén-oligocén
5	e	devon			oligocén
6	f	karbon	12		

mozgás pályájáról, valamint a mozgás egyes időszakokra vonatkozó irányáról és sebességéről a 2. ábra nyújt felvilágosítást.

A paleomágneses póluskoordináták alapján lehetővé vált meghatározni a különböző kontinensek helyzetét egymáshoz és a pólushoz képest. E kontinensrekonstrukciók némelyike ad absurdum, — például Ausztrália és Délamerika egymásra helyezve, vagy India, mintegy 180°-kal elfordítva, — néhány más rekonstrukció azonban érdekes és figyelemre méltó, mert megfelel a geológiai elképzeléseknek, például azoknak, amelyek Wegener-től és Du Toit-tól származnak.

Paleomágneses kutatások ez idő szerint is folyamatosan világszerte. Az eredmények végső kiértékelése még nem végezhető el, de annyi máris megállapítható, hogy a földtörténeti kutatásban alkalmazott mágneses eljárás igen hasznosnak bizonyul.

IRODALOM:

- Gutenberg, B.: Lehrbuch der Geophysik, 1929.
 Creer, K. M.: Irving, E.: Runcorn, S. K.: Phil. Trans. V. 250, No. 974.
 Irving, E.: Adv. in Physics, V. 6., No. 22.
 Irving, E.: The Geophys. Journ. V. 1., No. 3.
 Irving, E.: Green, R.: The Geophys. Journ. V. 1. No. 1.
 Hramov, A. N.: Paleomagnitnaja korrelacija oszadocsnih tolses, 1958.
 Day, A. A.: Runcorn, S. K.: Nature, V. 176., No. 4479.
 Nagata, T.: Rock Magnetism. Tokyo, 1946.
 Du Toit, A. L.: Our Wandering Continents. London, 1957.
 Hédervári, P.: Földr. Közl. VII. évf., 4. sz., 1959.

Hédervári Péter

Eötvös Loránd Geofizikai Intézet

A termikus reaktorok fizikai elmélete IV.

A reflektoros reaktor

A reaktorok aktív zónáját rendszerint víz, nehésvíz, grafit vagy berillium blokkokkal, ún. reflektorral, veszik körül. A reflektor nem elsősorban a biológiai sugárvédelemre szolgál (ez a reflektort körülvevő vastag betonréteg feladata), hanem segítségével egyrészt a kritikus méretek csökkentését, másrészt a reaktorban a fluxuseloszlás egyenletesebbé tételét kívánják elérni.

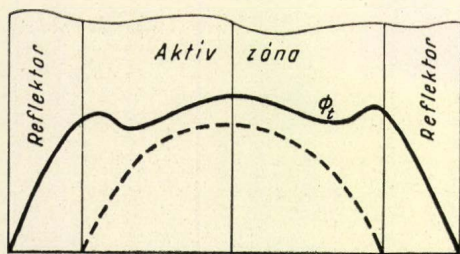
Tekintsünk egy gömb alakú reaktort, melynek kritikus sugara reflektor nélkül R_k . A sokszorozási tényező $K = K_\infty P(R)$. A K a P -n keresztül függ a reaktor R sugarától és $R = R_k$ esetében $K = 1$.

Vegyük körül most a reaktort olyan anyagból készült d vastagságú reflektorral, mely jól lassítja és kevésbé abszorbeálja a neutronokat. (Ezeket a követelményeket elsősorban a fentebb felsorolt

csupasz reaktorban. Más szóval: ha a kritikus reaktort reflektorral vesszük körül, a reaktor szuperkritikussá válik. A kritikusság visszaállítása nyilván úgy történhet, hogy a reaktor R_k sugarát valamilyen R_k^* sugárra csökkentjük le. A $\Delta(d) = R_k - R_k^*$ különbség a reflektor hatásosságának a mértéke, és annál nagyobb, minél nagyobb az alkalmazott reflektor d vastagsága.

Nem szükséges különösebben bizonyítanunk, hogy a kritikus méret nem csökkenthető reflektor alkalmazása útján egy bizonyos határon túl. Valóban, ha a reflektor már elég vastag, újabb rétegek hozzáadása gyakorlatilag már nem fogja befolyásolni a kritikus méreteket. Más szóval ez azt jelenti, hogy a $\Delta(d)$ különbség d növekedésekor egy $\Delta(\infty)$ határértékhez tart, s egy bizonyos d_K vastagságnál ezt a határértéket gyakorlatilag eléri. Ez akkor fog következni, mikor a reflektor vastagsága már olyan nagy, hogy a reflektor külső felületére a neutronok gyakorlatilag már nem jutnak el. Ezt a vastagságot a neutronok L_D' diffúziós hossza határozza meg a reflektorban. Ezért $d_K = 3 \div 4 L_D'$. Ennél vastagabb reflektor alkalmazása szükségtelen.

A reflektor alkalmazásának másik következménye a fluxuseloszlás kiegyenlítődése az aktív zónában. A kiegyenlítődése oka az, hogy míg a csupasz reaktorban a fluxus az aktív zóna (extrapolált) határán válik zérussá, (4,6 ábra szaggatott vonal), addig a reflektoros reaktornál ez a reflektor (extrapolált) határán következik be. (4,6 ábra.) A termikus fluxusban a moderátor és az aktív zóna határán látható maximum azért jön létre, mert a reflektor jó lassító közeg, mely a kiszökő gyors neutronokat is lassú neutronként veri vissza, és így ebből a szempontból egy felületi termikus neutronforrás szerepét tölti be. Ha a reflektorként alkalmazott anyag nem jó moderátor (pl. vas), akkor az a maximum nem jön



4.6. ábra

moderátorként is használatos anyagok elégítik ki.) A reflektor alkalmazása azt eredményezi, hogy az aktív zónából kiszökő neutronok egy része a reflektor atommagjaival történő ütközések következtében visszaszóródik az aktív zónába, azaz a reflektorral körülvett reaktorokban a kiszökés elkerülésének P valószínűsége nagyobb, mint a

létre, és a reflektor fluxuskiegyenlítő szerepe nagymértékben lecsökken. A fluxus egyenletességének mértéke az $\varepsilon(d) = \Phi/\Phi_{\max}$ arány, ahol a Φ a fluxus átlagértéke, Φ_{\max} pedig a maximális értéke az aktív zónában. Könnyű belátni, hogy az $\varepsilon(d)$ egyenletesség a reflektor vastagságának növelésével ugyancsak egy $\varepsilon(\infty)$ határértékhez tart, s ezt a $d_K = 3 \div 4 L_D'$ vastagságnál el is éri.

A fluxuseloszlás egyenletessé tétele azt eredményezi, hogy a felszabaduló hőteljesítmény is egyenletesebben oszlik el az aktív zónában, míg a kritikus méret csökkenése rendszerint anyagi előnyökkel jár együtt. E két hatás között végleges fontossági sorrendet nem lehet megállapítani. Ha például a fluxuskiegyenlítés csak másodlagos effektus lenne, akkor kifizetődőbb volna az olcsóbb vas-reflektort használni, amely a kritikus méretek csökkenése szempontjából megfelelő, de nem vezet fluxuskiegyenlítéshez. Az esetek döntő többségében azonban inkább alkalmazzák a drágább jól lassító reflektorokat, ami mutatja, hogy a fluxuskiegyenlítést általában nem tekintik pusztán a kritikus méretek csökkenésével együttjáró másodlagos effektusnak.

5. Reaktorok dinamikája

Az eddigiekben lényegében a reaktorok kritikus méreteinek meghatározásával foglalkoztunk. Alapvető eredményünk egy összefüggés volt (4,18), mely a kritikus reaktor anyagi minőségét jellemző paramétereket kapcsolja össze a reaktor méreteivel. A reaktor tényleges működése szempontjából azonban nem elegendő pusztán a kritikussági feltételek kielégítése. Ha például a rendszer túlságosan érzékeny a kritikusságot meghatározó paraméterek változásaival szemben, azaz pl. a kritikus méretnek már rendkívül kicsiny megváltozása a neutronfluxus igen gyors változását idézi elő, akkor a reaktor állandó teljesítményen való működtetése nagyon nehezen megoldható feladat. Egyedül a kritikussági feltételek szem előtt tartása nem elégséges azért sem, mert a reaktor nem „születik” kritikus állapotban. A reaktort be kell tudni indítani, le kell tudni állítani, és üzem közben kell tudni változtatni a teljesítményszintet. Ha valamilyen okból az előbbi műveletek során a neutronsztint igen gyorsan változik, akkor az indítás, leállítás és szabályozás veszélytelen lebonyolítása igen nagy problémát jelent.

Az elmondottakból látható, hogy a kritikussági feltételek biztosítása a reaktorokkal kapcsolatos problémáknak csak egyik statikus jellegű oldalát öleli fel. A dinamikus oldal a reaktor viselkedésének vizsgálata, mikor a kritikussági feltételek változnak.

A reaktor hőteljesítménye arányos a másodpercenként történő hasadások számával. Ez utóbbi viszont a fluxussal vagy a termikus neutron-sűrűséggel arányos (termikus reaktorokban). Azért az alábbiakban a hőteljesítmény helyett mindig a neutronsztint változásait fogjuk vizsgálni.

A prompt és késő neutronok

A reaktor dinamikai viselkedésében döntő szerepet játszik az a tény, hogy a hasadás eredményeképpen keletkezett neutronok egy kis része a hasadás pillanatától számított átlagban néhányszor tíz másodperces késéssel jelenik meg. Ezek az ún. késő neutronok szemben a prompt-neutronokkal, melyek a hasítás pillanatában keletkeznek. A késő neutronokat egyes hasadási törmelékek emittálják β -bomlással egyidőben, ezért e neutronok késési állandója a hasadási törmelék bomlási állandójával azonos. A késési állandó függ attól, hogy milyen típusú hasadási törmelék emittálja a késő neutronot. A késő neutronokat ebből a szempontból vizsgálva csoportokba oszthatjuk. Az U^{235} hasadása eredményeképpen keletkező késő neutronokat például hat késő csoportba lehet besorolni. Az egyes csoportokhoz tartozó neutronok késési állandója 0,0128, sec^{-1} -től 4,5 sec^{-1} -ig változik, tehát az emittáló izotóp felezési ideje 54 sec és 0,15 sec között van. A továbbiakban egyetlen átlagos késő csoporttal fogunk dolgozni. Az U^{235} hasadásakor keletkező késő neutronok átlagos késése 14,1 sec. Az összes hasadási neutron mindössze 0,75%-a késő neutron. Ennek ellenére — mint alább látni fogjuk — szerepük igen jelentős.

A rendszerben levő bármely neutron — a késő neutronok is — valamely hasítás eredményeképpen jön létre. Tekintsünk most egy olyan neutronot, mely hasítással abszorbeálódik. A vizsgált neutron emittáló U^{235} mag hasadása és a neutron által okozott hasítás közötti időt nevezzük a neutron élettartamának és ezt l -el jelöljük. A prompt-neutronok átlagos élettartama igen rövid, általában $\bar{l}_p = 10^{-4}$ sec-mal szoktak számolni.

A késő neutronok élettartamuk túlnyomó részében kötött állapotban vannak, s minthogy késésük kb. 10 sec, átlagos élettartamuk öt nagyságrenddel nagyobb, mint a prompt neutronoké, és az összes neutronok átlagos élettartamának képzésében 10^5 -szer nagyobb súllyal vesznek részt. Eszerint az U^{235} hasítása során keletkező összes neutron átlagos élettartama $\bar{l} = 0,1$ sec, három nagyságrenddel nagyobb \bar{l}_p -nél.

A neutronsztint változásának sebessége

A reaktor k sokszorozási tényezőjének ismeretében megbecsülhetjük a neutronsűrűség változásának sebességét a következő módon. Tegyük fel, hogy a reaktorban $N(0)$ neutron van. \bar{l} idő múlva ezek a neutronok már abszorbeálódtak, és egy új neutrongenerációt találunk a reaktorban. Mint-hogy minden neutron átlagban K neutronot ad a következő neutrongenerációba, az \bar{l} időpillanatban a neutronok száma $N(\bar{l}) = KN(0)$ lesz. Az n -ik generációban a neutronok száma $N(n\bar{l}) = K^n \cdot N(0)$

t idő múlva az $n = \frac{t}{\bar{l}}$ -ik neutrongenerációt figyel-

hetjük meg, ezért $N(t) = N(0) \cdot K^{\bar{l}} = N(0) e^{\bar{l} \ln K}$. Ha feltesszük, hogy a reaktor nincs messze a kritikusságtól, akkor $\ln K \approx K-1$ és

$$N(t) = N(0) e^{\frac{K-1}{\bar{l}} t} = N(0) e^{\lambda t} = N(0) e^{\frac{t}{T}}, \quad (5,1)$$

$$\lambda = \frac{1}{T} = \frac{K-1}{\bar{l}} = \frac{\delta K}{\bar{l}} \quad (5,2)^*$$

A fenti képletekben szereplő λ -t a reaktor idő-állandójának, T -t pedig periódusának nevezzük. A T reaktorperiódus egyenlő azzal az idővel, amely alatt a neutronszint 2,7-szeresére növekszik vagy csökken. A $K-1$ mennyiséget reaktivitásnak nevezzük és δK -val jelöljük. Ha $\delta K > 0$, a reaktor szuperkritikus, ha $\delta K < 0$ — szubkritikus, $\delta K = 0$ esetében pedig kritikus.

Becsüljük meg T értékét. Mint azonnal látni fogjuk, a reaktorokban δK mindig kisebb, mint 0,0075, ezért a $\delta K = 0,001$ érték reális. Minthogy

$$\bar{l} = 10^{-1}, \text{ ezért } T = \frac{\bar{l}}{\delta K} = \frac{10^{-1}}{0,001} = 100 \text{ sec, azaz}$$

a neutronsűrűség növekedése kb. 0,9% szekundumonként. Ez elég lassú változás ahhoz, hogy a szabályozástechnikai berendezések könnyen biztosítsák a megszaladás veszélyének elkerülését. Látható az is, hogy ez a késő neutronoknak köszönhető. Ha ui. késő neutronok nem lennének, $\bar{l} = \bar{l}_p = 10^{-4}$ sec lenne, és T századszekundum nagyságrendű, ami a szabályozástechnika feladatait eléggé megnehezítené.

Az előbbi számításban feltettük, hogy a láncreakció fenntartásában és szélesítésében az összes késő neutronnak döntő szerepe van, azaz ha pl. a késő neutronoknak csak igen kis része „befagyna”, a láncreakció leállna. Valójában ez csak akkor van így, ha λ sokkal kisebb, mint a legkésőbb megjelenő késő csoport időállandója ($0,0128 \text{ sec}^{-1}$), vagy más szóval T sokkal nagyobb, mint ugyanezen csoport felezési ideje (54 sec). A reaktivitás növelésével T 54 sec alá csökken, és ez azt jelenti, hogy a késő neutronoknak egyre kisebb hányadára van szükség ahhoz, hogy a neutronsokszorozás zavartalanul növekedjen. Ha a reaktivitás túlhaladja a késő neutronok előfordulási arányát (U^{235} esetén 0,0075-t), a neutronszint tovább növekedne akkor is, ha az összes késő neutron befagyna. Világos, hogy ebben az esetben az átlagos élettartam nem \bar{l} , hanem \bar{l}_p lesz. A $\delta K > \beta = 0,0075$ esetben tehát a neutronszint időállandó-

ját már nem számíthatjuk (5,2)-ből. Könnyen beláthatjuk, hogy λ becslése ebben az esetben a

$$\lambda > \frac{K-1-\beta}{\bar{l}_p} \quad (5,3)$$

képlet alapján történhet.

Legyen pl. $\delta K = 0,01$ és $\bar{l}_p = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$. Az (5,2) alapján $\lambda = 0,09 \text{ sec}^{-1}$, azaz $T \approx 10 \text{ sec}$, ami elég lassú fluxusnövekedésnek felel meg. A valóságos folyamatot azonban az (5,3)-ból számított λ írja le, és eszerint $\lambda > 71 \text{ sec}^{-1}$, ami katasztrofálisan gyors növekedést jelent.

Ha az időállandó olyan kicsi, hogy az (5,2) képlet alkalmazható, akkor azt mondjuk, hogy a reaktor késő-szuperkritikus állapotban van. Ha viszont az időállandót (5,3) írja le helyesen, akkor prompt-szuperkritikus állapotról beszélünk. A két állapot között éles határ nincs, de megállapodás-szerűen késő szuperkritikus állapotról beszélünk, ha $0 < \delta K < \beta$, prompt-szuperkritikusról pedig, ha $\delta K > \beta$. Nyilvánvaló, hogy a prompt-szuperkritikus állapot a reaktor üzemeltetése során elkerülendő.

A reaktivitás mértékéül három különböző egy-séget használunk:

1. A százalék, mely $\delta K \cdot 100$ -zal egyenlő.
2. A dollárnak nevezett egység, mely a következő: 1 dollár (1\$) reaktivitás = β
 U^{235} -re 1 dollár = 0,0075.

A dollár egységet azért célszerű bevezetni, mert 1 dollár reaktivitás jelenti a veszélyes prompt-szuperkritikusság határát (Luis Slotin, aki a dollár egység bevezetését javasolta, egy tragikusan végződött kritikussági kísérletnél veszítette életét).

1 cent reaktivitás = 0,01 \$

3. A „reciprok óra” nevezetű reaktivitás egy-séget Fermi vezette be 1947-ben. A reaktivitás 1 reciprok óra (1 r. o. = $1\varrho = \text{inhour}$), ha a reaktor periódusa éppen egy óra. Megmutatható, hogy kis reaktivitások esetén

$$\text{reaktivitás } \varrho\text{-ban} = \frac{3600}{T \text{ sec}}.$$

U^{235} -ös reaktornál $1\varrho \approx 2,95 \cdot 10^{-3} \% \approx 0,40 \text{ cent}$.

A reaktorok szabályozása

A kritikus méretek meghatározásánál láthattuk, hogy a kritikus reaktorban a fluxuseloszlást leíró függvények bármelyike megszorozható egy önkényesen választott állandóval. Fizikailag ez azt jelenti, hogy a kritikus méretek és a fluxus nagysága (amplitudója) között nincs semmiféle összefüggés, kritikus reaktorban elvileg bármilyen amplitudójú fluxus végtelen hosszú ideig létezhet. A neutronszint növelésének gyakorlatilag a reaktor hőmérsékletének emelkedése szab határt. Ilyen módon a kritikus reaktor neutronszintjét bizonyos határok között szabályozhatjuk. A neutronszint beállítása a reaktivitás változtatása útján történik. Ha pl. a fluxust növelni akarjuk, a reaktort szuperkritikussá tesszük. A kívánt érték elérése

*(4,7)-ből láttuk, hogy a fluxus változása csak akkor tisztán exponenciális, ha csak az alapharmonikust vesszük figyelembe. Minthogy lényegében ez utóbbi határozza meg a fluxus változását, az alábbiakban a felső harmonikusoktól eltekintünk. (Más szóval: nem vesszük figyelembe a fluxus alakváltozásait.)

pillanatában a rendszert újra kritikussá tesszük, s ezzel az elért neutronsztintet stabilizáljuk.

A reaktivitás változtatása szabályozórudak segítségével történik. A szabályozó rudak a reaktorban ki-be tolhatók, és olyan anyagból készülnek (bór, kadmium), melyek a termikus neutronokat erősen abszorbeálják. A szabályozórudak mozgatasakor a reaktivitás lényegében a reaktor K_{∞} -jén keresztül változik. Azt a maximális reaktivitásváltozást, melyet a rúd mozgatasával elérhetünk, reaktivitás-tartaléknak nevezzük. Általában kétfajta szabályozó rudat használunk: a durva és a finom szabályozásra szolgáló rudat. A reaktivitás tartalék az előbbieknél néhány százalék, az utóbbiaknál ennél két nagyságrenddel kisebb. Ezenkívül a reaktor leállítására külön rudak használatosak.

A szabályozórudak helyzete a fluxusváltozás sebességét határozza meg, a fluxus nagyságát nem. Az operátor (vagy az automatika) lényegében csak a szabályozórudak mozgatasi irányát és sebességét szabja meg, s így csak a fluxus változásának második differenciálhányadosára tud hatni. Ez a tény az operátor szerepét és az automatika feladatait némileg megnehezíti.

Az eddigiekben a szabályozás szükségességét abból a szempontból vizsgáltuk, hogy a neutronsztint tudnunk kell változtatni. Kiderül azonban, hogy a reaktorokban a neutronsztint stabilizálása szempontjából is szükség van reaktivitás-tartalékokra. A reaktorban ui. állandóan mennek végbe folyamatok, melyek a reaktivitást változtatják. Ennek kompenzálására van szükség a rudak reaktivitás-tartalékára. Az említett folyamatok a következők.

1. A mérgezési jelenségek. A hasadási termékek között vannak olyanok (elsősorban a Xe^{135}), melyeknek a neutronabszorpciós hatáskeresztmetszete termikus energián igen nagy. A reaktor működése során ezek az ún. „reaktormérgek” felgyülemlenek, s a termikus hasznosítási tényező csökkentésén keresztül a reaktivitás csökkenését idézik elő.

2. A hőjelenségek. A reaktor hőmérséklete különböző okok miatt (pl. indítás utáni periódus, változások a hűtőrendszerben) állandóan ingadozik. A hőmérsékletingadozás következtében a kritikus paraméterek változnak, s így változik a reaktivitás is.

3. A fűtőanyag (üzamanyag) kiégése. Működés közben a reaktorban levő fűtőanyag mennyisége állandóan csökken. Ez η -n keresztül a reaktivitás csökkenését vonja maga után.

A neutronsztint azonban e folyamatok nélkül sem lenne stabilis. A hasítás során keletkező neutronok száma, maga a lassítás folyamata csak statisztikus törvényekkel írható le, s azért fluktuációknak vannak alávetve. E fluktuációkon keresztül a neutronsztint is ingadozni fog annál inkább, mert a kritikus nem szabályozott reaktorban a kialakult neutronsztint lényegében közömbös egyensúlyi helyzetben van, legalábbis ha a fentebb ismertetett folyamatoktól eltekintünk.

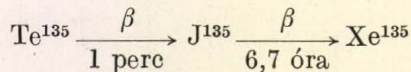
A reaktorokban a neutronsztint stabilizálása és főleg a megszaladás esetén történő kikapcsolás automatizálva van. Minél nagyobb a reaktor λ időállandója, annál gyorsabban kell az automatikának reagálnia a fluxus megváltozására. Ha az automatika reakciója kicsi, akkor a reaktor „megszaladhat”, a λ -hoz képest túl gyors reakciójú automatika pedig szükségtelen, és csak az automatikai berendezések bonyolultságát és árát növeli. Az optimális reakciójú automatika kiválasztását célozza az ún. reaktor-oszcillátor kísérletek egyik típusa.

A reaktorban periodikusan ki-be mozgattunk egy neutronforrást úgy, hogy a reaktor váltakozva szub- és szuperkritikus legyen. A neutronfluxus bizonyos késéssel hasonló frekvenciával fog változni. Ezt az ingadozást neutronszámlálóval regisztrálhatjuk. A frekvencia növekedésekor a neutronfluxus ingadozásának amplitúdója csökkenni fog, elég nagy frekvencia esetén pedig a neutronfluxus ingadozásai gyakorlatilag eltűnnek. Nyilvánvaló, hogy a felhasznált automatikának ezt a frekvenciát már nem kell tudni átvinnie, mert a neutronfluxus erre a frekvenciára már úgy sem reagál. Az argonne-i CP-2 reaktoron 1952-ben végzett mérések alapján a célszerűen választott felső frekvenciahatár 10 Hz körül van. (Feltéve, hogy a késő-szuperkritikus tartományában vagyunk, vagyis a szabályozás a késő neutronok felhasználásával történik.) A 10 Hz frekvencia átvitelű automatika technikai szempontból nem jelent nehézséget.

A xenonmérgezés

Már említettük, hogy a reaktor működése során állandóan jön létre Xe^{135} , mely több millió barn hatáskeresztmetszettel abszorbeálja a neutronokat, s így a reaktivitás csökkenését okozza. A Xe^{135} izotóp a reaktorban két módon keletkezik és két módon tűnhet el. A keletkezés módjai:

1. A Xe^{135} közvetlen hasadási termék, és a hasadási termékek között az előfordulása 0,3%.
2. A Xe^{135} a Te^{135} bomlásterméke, mely viszont közvetlen hasadási termék 5,3% előfordulással. A szóban forgó átalakulás a következő



A Xe^{135} eltűnésének módjai:

1. β -bomlás útján Cs^{135} -é való átalakulás 9,2 óra felezési idővel.
2. Neutronabszorpció útján Xe^{136} -é való átalakulás. Ez az a folyamat, amely miatt a Xe^{135} reaktormérgek.

Vizsgáljuk meg most a xenonkoncentráció változását egy olyan reaktorban, melyben a lelassulás előtt nincs Xe^{135} . Nyilvánvaló, hogy az indítás utáni periódusban a keletkezési folyamatok dominálnak az eltűnési folyamatok felett, és a xenonkoncentráció nő. Bizonyos idő múlva a két folyamat egyensúlyba jut, kialakul az egyensúlyi xenonkoncentráció.

Állítsuk le most a reaktort. Ekkor a keletkezési folyamatok közül a második tovább tart, míg az eltűnési folyamatok közül a második megszűnik. A Xe^{135} eltűnése főleg ez utóbbi folyamat során történik, s egyenesen arányos a fluxussal. Mind ebből az következik, hogy a kikapcsolás után a xenonkoncentráció növekedni kezd, és pedig annál gyorsabban, minél nagyobb volt leállítás előtt a

neutronfluxus. Bizonyos idő után (kb. 11–12 óra) a xenonkoncentráció eléri maximális értékét, és csökkenni kezd. A maximális xenonkoncentráció annál nagyobb, minél nagyobb volt a fluxus a leállás előtt.

Láthatjuk, ahhoz, hogy a leállás után a reaktort újból beindítsuk nagyobb reaktivitás-tartalékra van szükség, mint amilyen szükséges a kritikusság fenntartásához leállás előtt. Ez a plusz-reaktivitás tartalék annál nagyobb, minél nagyobb a stacionárius fluxus, ezért ugyanez a jelenség bizonyos fokig határt szab a termikus reaktorokban megengedhető maximális stacionárius fluxusnak is.

Hőkoeficiens és stabilitás

Vizsgáljuk meg, milyen tényezőkön keresztül függ a reaktivitás a reaktor hőmérsékletétől.

1. Tekintsünk el a sűrűség hőmérséklet függésétől. Magasabb hőmérsékleten a termikus neutronok energiája magasabb és ezért $1/v$ törvényt feltételezve a hatáskeresztmetszetekre, — a neutronok szempontjából a hatáskeresztmetszetek kisebbek. Minthogy K_∞ kifejezésében csak a hatáskeresztmetszetek aránya fordul elő, ezért — ha az összes hatáskeresztmetszet $1/v$ alakú, — K_∞ nem fog függni a hőmérséklettől. A K azonban L_β -n és L_β^2 -n keresztül függ a hőmérséklettől. A hőmérséklet növelésével a neutronok átlagsebessége és így L_β is nő és ez K csökkentéséhez vezet, ugyanis nő a diffundáló neutronok szökési valószínűsége. Ugyanekkor L_β^2 csökken ui. csökken a kezdeti és termikus energia közötti különbség és így a lassuló neutronok szökési valószínűsége is, ami K növelését idézi elő.

Hőkoeficiensnek nevezzük a reaktivitás megváltozását egységnyi hőmérséklet változás esetén, azaz a $\frac{d\delta K}{dT}$ mennyiséget. Az előbbieken a sűrűség változástól eltekintettünk, és így az ún. nukleáris koeficiens vizsgáltuk, melyet $\left(\frac{\partial \delta K}{\partial T}\right)_d$ -vel jelölünk.

(A d a sűrűség. Ez az írásmód azt jelenti, hogy a sűrűséget konstansnak tekintjük.) Látjuk, hogy a nukleáris hőkoeficiens lehet pozitív vagy negatív attól függően, hogy az L_β^2 -el vagy az L_β -el kapcsolatos effektus dominál.

2. Tekintsük most a hatáskeresztmetszeteket konstansnak, és vizsgáljuk a sűrűségváltozás okozta hatásokat.

A sűrűségváltozás két tényezőn keresztül hat a reaktivásra: a makroszkopikus hatáskeresztmetszetek és a lineáris méretek megváltozásán keresztül. Ennek megfelelően két újabb „parciális” hőkoeficiens különböztethetünk meg.

a) Ha feltesszük, hogy a mikroszkopikus hatáskeresztmetszetek mellett a lineáris méretek sem változnak, kapjuk a

$$\left(\frac{\partial \delta K}{\partial T}\right)_{B_1^2, \sigma}$$

hőkoeficiens (B_1^2 a méretek függvénye). Könnyen beláthatjuk, hogy ez a hőkoeficiens mindig negatív. Valóban, T növekedésével d csökken, Σ csökken, így L_β és L_β^2 nő. Ez nyilván csökkenti a kiszökés elkerülésének valószínűségét és — mint-hogy K_∞ nem változik, — K és δK is csökken.

b) Ha most a mikroszkopikus hatáskeresztmetszeteket és a sűrűséget, vagyis a makroszkopikus hatáskeresztmetszeteket tekintjük konstansnak, akkor a méretek megváltozásából származó

$$\left(\frac{\partial \delta K}{\partial T}\right)_\Sigma$$

hőkoeficiens kapjuk. Az előbbihez hasonlóan beláthatjuk, hogy ez mindig pozitív.

A sűrűseffektusból származó hőkoeficiens a reaktor térfogatával arányos, a méretváltozással kapcsolatos pedig a felületével. Ezért a két utóbbi hőkoeficiens összege negatív. A nukleáris hőkoeficiens előjeléről pontosat mondani nem tudunk, a gyakorlatban azonban ez is rendszerint negatív. Így $\frac{d\delta K}{dT}$ negatív.

A hőkoeficiens előjele igen jelentős a reaktor stabilitása szempontjából. Ha egyéb effektusoktól eltekintünk a negatív hőkoeficiensű reaktorban a fluxus nem nőhet korlátlanul, mert a fluxusnövekedést kísérő hőmérsékletemelkedés a reaktivitást előbb-utóbb negatívvá teszi. A pozitív hőkoeficiens viszont (pozitív-visszacsatoláshoz hasonlóan) gyorsítja a fluxus növekedését.

A negatív hőkoeficiens tehát a reaktort stabilizálja, s ezért a reaktorokat úgy tervezik, hogy azok hőkoeficiense negatív legyen. Különösen nagy negatív hőkoeficiense van a forróvízes reaktoroknak (az éles sűrűségváltozások miatt).

Illusztráljuk a mondottakat egy egyszerű példával. Legyen P a reaktor pillanatnyi teljesítménye, T a hőmérséklete (a stacioner állapottól számítva), α pedig a hőkoeficiense. Tegyük fel, hogy α nem függ a hőmérséklettől és hogy a hőátadási teljesítmény állandó P_0 . Ekkor

$$\frac{dQ}{dt} = S \frac{dT}{dt} = P - P_0, \quad (5,4)$$

ahol S a reaktor hőkapacitása. (t az időt jelenti)

A kritikussági tényező

$$K = 1 + \delta K_0(t) + \alpha T$$

ahol $\delta K_0(t)$ szabályozó rudaktól vagy más külső októl származik. A teljesítmény időbeli változását a neutron-sűrűséggel együtt az (5,1) összefüggés írja le. A megfelelő differenciál-egyenlet nyilván

$$\frac{dP}{dt} = \frac{K - 1}{l} P$$

azaz

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\delta K_0(t) + \alpha T}{l} P \quad (5,5)$$

Az (5,4) és (5,5) egyenletpár nem lineáris. Kiszűrbőljük ki a t változót, és tegyük fel, hogy $\delta K_0(t) = \delta K_0 =$ konstans. Ekkor a következő egyenletet kapjuk:

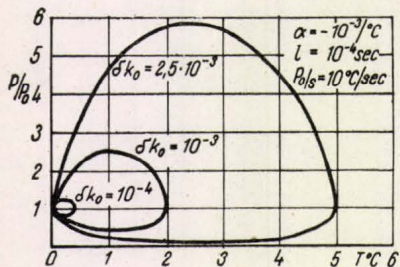
$$\frac{dP}{S dT} = \frac{(\delta K_0 + \alpha T) P}{l(P - P_0)}$$

Az egyenletet $P(T=0) = P_0$ kezdeti feltétellel integrálva a következő összefüggést nyerjük:

$$\frac{P - P_0}{P_0} - \ln \frac{P}{P_0} = \frac{S}{\bar{l} P_0} \left(T \delta K_0 + \frac{\alpha}{2} T^2 \right).$$

Vizsgáljuk a $P(T)$ görbét, melyet fázisdiagramnak nevezünk. Két esetet kell megkülönböztetnünk:

1. $\alpha > 0$, a fázisdiagram nyitott görbe, a teljesítmény végtelenül növekedhet, a reaktor nem stabilis.
2. A $\alpha < 0$, a fázisdiagram zárt görbe (5.1 ábra.), tehát a reaktor nem szalad meg (stabilis), de oszcillál.



5.1. ábra

A fázisdiagram kvalitatíve a következő módon szerkeszthető meg: (5.4)-ből látható, hogy a hőmérséklet maximumokban és minimumokban $P/P_0 = 1$. Ugyanekkor (5.5) baloldala zérus, és így

$$T_{\max} = -\frac{2 \delta K_0}{\alpha}$$

$$T_{\min} = 0$$

Az oszcilláció létezése kvalitatíve könnyen magyarázható. Vizsgáljuk a következő két esetet:

1. A kritikus állapotban Φ_0 fluxussal működő reaktorból kezdjük el kihúzni a szabályozó rudat „reverzibilis” módon, vagyis igen lassan, úgy, hogy minden helyzetben megvárjuk, hogy beálljon a stacionér hőmérséklet. Ezt azért tehetjük meg, mert a hőoefficiens negatív. Hangsúlyozzuk, hogy annak következtében, hogy a P_0 hűtési teljesítmény állandó, a folyamat során a Φ_0 fluxus nem változik. Eszerint a folyamat során állandóan $K = 1$ lesz, holott a szabályozórúd helyzete alapján a kiindulási állapothoz képest reaktivitás változásról beszélhetünk. Ha ez utóbbi éppen δK_0 , akkor

$$K(T) = 1 + \delta K_0 + \alpha T = 1$$

és az elért hőmérséklet

$$T = -\frac{\delta K_0}{\alpha} = \frac{\delta K_0}{|\alpha|}$$

Ebben az esetben tehát oszcilláció nincs, a fluxus és az elért hőmérséklet állandó.

2. Ismételjük meg most az előbbi folyamatot azzal a különbséggel, hogy a szabályozó rudat hirtelen, „irreverzibilis” módon hozzuk a δK_0 -nak megfelelő helyzetbe. Az indítás utáni pillanatban a reaktor időállandója $\lambda = \frac{\delta K_0}{\bar{l}}$, a hőmérséklet és a fluxus növekedni kezd. Köz-

ben λ állandóan csökken, és a $T = -\frac{\delta K_0}{\alpha}$ hőmérséklet elérésekor a reaktivitással együtt zérussá válik. A fluxus azonban most Φ_0 -nál nagyobb, a felszabaduló teljesítmény így nagyobb P_0 -nál, és a reaktor tovább melegszik. A negatív hőoefficiens miatt a reaktivitás negatívvá válik, a fluxus csökkenni kezd, s a Φ_0 szint elérése után a hőmérséklet csökkenni kezd. A hőmérséklet azonban magasabb $T = -\frac{\delta K_0}{\alpha}$ -nál, ezért a reaktivitás negatív, a fluxus tovább csökken. Az oszcilláló jelleg nyilvánvaló. A reaktor működése szempontjából a teljesítmény ingadozásait célszerű kiküszöbölni, ezért a szabályozó rudak gyors pozícióváltoztatása elkerülendő.

Az előbbi folyamatnál a hőmérséklet és a fluxus szerepe analóg a rezgőkörben az áram és feszültség szerepével. Ez arra mutat, hogy a hőjelenségek tanulmányozása lehetséges analógiás elektronikus számológépeken. Valójában a reaktorok dinamikájában szereplő összes lényeges folyamat vizsgálható speciális analógiás számológépeken, melyeket reaktorszimulátoroknak neveznek. E folyamatokat rendszerint igen bonyolult integrodifferenciál egyenletek írják le, ezek megoldásainak tanulmányozását könnyítik meg lényegesen a szimulátorok. A szimulátorok tehát nem nyújthatnak többet, mint az alapul vett egyenletek. Ez utóbbiak viszont csak a reaktorban lezajló folyamatok vizsgálata alapján írhatók fel.

Hraskó Péter—Kosály György
Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM:

- A. M. Weinberg—E. P. Wigner: The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, Chicago, 1958.
S. Glasstone: Principles of Nuclear Reactor Engineering, New York, 1955.
S. Glasstone—M. C. Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory, New York, 1952.
M. A. Schultz: Control of Nuclear Reactors and Power Plants, New York, 1955.
A. Д. Галантин: Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, Москва, 1957.
Pál Lénárd: Atomreaktorokban lejátszódó láncreakciók valószínűségszámítási elmélete. Doktori disszertáció, 1959.
Kosály György: Reaktorfizika I. Az Energiagazdálkodási Tudományos Egyesület Mérnöktovábbképző tanfolyamának jegyzete. 1958.
Bod László—Hraskó Péter—Szabó Pál: Reaktorfizika II.

A TÁRSULAT TANÁRI TOVÁBBKÉPZŐ ELŐADÁSAI

A Társulat a szokásos középiskolai tanári továbbképző előadásait az 1959/60 tanévben is folytatja. Az előadások általában szerdai napon, rendszerint a hónap első szerdáján du. fél 7 órakor vannak a Puskin utcai fizikai előadóteremben. Az első alkalommal Jánossy Lajos akadémikus számolt be a fény kettős természetével kapcsolatos kutatásairól kb. 150 főnyi hallgatóság előtt. A második előadást dec. 2-án Gallai Tibor tartotta az

erőparalelogramma szabályról. Januárban Flórián Endre a magaslégköri kutatások legújabb eredményeiről, februárban Marx György az elemi részecskékkal kapcsolatos újabb kutatásokról tartott előadást. Márciusban Bujdosó Ernő Selényi Pál néhány fizikai feladatát ismertette, áprilisban ifj. Bartha Lajos a színes fényképezés csillagászati alkalmazásáról beszélt. A Társulat örömmel vesz javaslatokat arra nézve, hogy középiskolai tanár tagjai a jövőben milyen témakörökből szeretnének előadást hallani.

K. R.

A hullók időfogalma

(Utópisztikus történet)

Miként *Physikalische Blätter* egyik száma beszámolt róla, szorgalmas kutatók a közelmúltban egy szigetet fedeztek fel a Csendes óceán déli részén. A szigeten szenzációs felfedezésre bukkantak. Nagy intelligenciájú élőlényeket fedeztek fel, amelyek azonban nem az emlősök családjába tartoznak, mint az emberek, hanem a hullók egy régebbi törzsének lezármazottai. Ezek az intelligens hullók magas színvonalú kultúrát és civilizációt fejlesztettek ki, sőt a természettudományok művelésében is szép eredményeket értek el. Minthogy ezeknek az élőlényeknek a testhőmérséklete függ a külső hőmérséklettől, az általunk egyenlőknek észlelt időtartamokat különbözőeknek találják, ha testük hőmérséklete különböző. Nem volt tehát könnyű időegységet definiálniuk és alkalmas időmértéket találniuk, pedig ez tudvalevőleg egyik alapfeltétele a természettörvények megismerésének. Írástudóinknak és nyelvészeinknek fáradságos és aprólékos munka révén sikerült megfejteni ezeknek az élőlényeknek az írását, és lefordítottak egy könyvet, amely a hullók fizikai ismereteit tartalmazza. Ebből idézzük azt a fejezetet, amely az időmérés problémájával foglalkozik:

„Amikor tiszteletreméltó elődeink, az őshullók a természet titkainak böngészésével kezdtek foglalkozni, első gondjuk volt a hosszúság- és az időegység definiálása. Hosszúságegységet viszonylag könnyen találtak; nem kis nehézségekkel kerültek szembe azonban egy univerzális, hőmérséklettől független időegység keresésekor. Már a mindennapos tapasztalat azt mutatja, hogy a periódikus folyamatok nem mindig játszódnak le egyforma gyorsan a természetben, hanem magas hőmérsékleten lényegesen lassabban. A Nap például nyáron lassan, lomhán jár pályáján, télen viszont oly élénk a mozgása, hogy szemmel is kivehető. Meleg (és felhőtlen) nyári éjszakán a csillagok lassan, alig észrevehetően mozognak, a hideg téli éjszakákon viszont valósággal száguldanak. Télen a kő oly gyorsan esik, hogy mozgását csak sasszemű élőlény követheti, nyáron viszont kényelmesen kitérhetsz útjából, ha szükséges. Az inga télen gyorsabban leng, mint nyáron, az edényből gyorsabban ömlik ki a víz télen, mint nyáron, stb.

Egyetlen periódikus folyamat sebessége független a hőmérséklettől: szívünk verése. Az időegység definíciójának alapjául tehát a szívverés alkalmas. Időegységül választható az az időtartam, amely alatt egy „átlagos normálszív” százat ver. A mechanikusoknak hosszú és hiábavaló kísérletek után sikerült olyan órákat szerkeszteniük, amelyeknek a jelzése független a hőmérséklettől. Ezeket az órákat az átlagos normálszív segítségével kalibrálták.

A fizikusok most már olyan eszközhöz jutottak, amelyeknek segítségével felkutathatták, hogyan függ a fizikai folyamatok időbeli lefolyása a hőmérséklettől.

A csillagászok meghatározták, milyen összefüggés van a hőmérséklet és az égitestek szögsebessége

között. A fizikusok tanulmányozták a szabad esést, az ingamozgást, a folyadékok áramlását, törvényeket fogalmaztak meg, amelyek leírják, hogyan függ ezeknek a jelenségeknek a lefolyása a hőmérséklettől.

Ha már most a testek mozgására vonatkozó törvényszerűségeket alkalmas módon átalakítjuk, akkor ezek mindig két részre bonthatók. Az egyik tag függ a hőmérséklettől, a másik nem. A fizikusok nem kis meglepetésére kiadódott, hogy a hőmérséklettől függő tag minden fizikai törvényszerűségben közelítőleg azonos alakú. Mégis csak csodálatos, hogy a csillagok járása, a kő esése, az inga lengése, stb. azonos módon függ a hőmérséklettől! Ebben az eredményben már a régi hullófizikusok egy általános, egyetemes érvényű törvényszerűség tükröződését látták.

A vegyészek megvizsgálták, vajon a kémiai reakciók sebessége ugyanúgy függ-e a hőmérséklettől. Azt találták, hogy ugyanaz a reakció mindig ugyanolyan gyorsan játszódik le, ha a reakciót a környező légkör hőmérsékletén hajtjuk végre. Ha a reakciót tartalmazó edény hőmérséklete magasabb vagy alacsonyabb a környezet hőmérsékleténél, a reakció lefolyásának sebessége gyorsabb vagy lassúbb. A reakciósebesség változása arányos a reakciót tartalmazó edény és az atmoszféra hőmérsékletkülönbségével és független a hőmérséklet abszolút értékétől. Ezt az eredményt vegyészeink igen meglepőnek találták.

A közelmúltban szenzációs, mondhatnók forradalmi elmélet hozta izgalomba a tudós-közvéleményt. Az elmélet szerzője annak a véleményének adott kifejezést, hogy a fizikai folyamatok hőmérsékletfüggése csak látszólagos. A valóságban, állítja az elmélet megalkotója, időérzékünk és szívverésünk ritmusa függ a testünk hőmérsékletétől. A látszólag titokzatos, általános érvényű természettörvény tehát testünk adottságainak csaloéka következménye. A tudós kutató azt javasolja, hogy szívverésünk helyett egy pontosan elkészített normál inga lengésidejét válasszuk időegységnek. Ha ennek az új időmérőnek a segítségével megvizsgáljuk a fizikai folyamatok sebességét, azt találjuk, hogy pl. az égitestek keringési ideje a hőmérséklettől függetlenül, állandó többszöröse az új időegységnek; hogy a Nap szögsebessége nem függ a hőmérséklettől; hogy — röviden szólva — csaknem minden fizikai folyamatnál zérussá válik a hőmérséklettől függő tag, vagy hogy más esetekben a hőmérséklettől függő tag sokkal kisebb, mint addig hitték. Megfordítva — állítja az elmélet — a kémiai reakciók sebessége erősen függ a hőmérséklettől, ha az új időegységet vezetjük be. Az elmélet szerzője szerint ez sokkal inkább érthető, mint a fizikai folyamatok sebességének látszólagos hőmérsékletfüggése.

Ez az elmélet élénk vita tárgyát képezte a tudományos világban. Akadnak lelkes támogatói, vannak, akik beteges agy szüleményének tartják. A természet kíváncsi kutatói nem tartják lehetetlennek az elmélet

kísérleti ellenőrzését. Egyesek nagyon bíznak az elmélet sikerében.

A vitával kapcsolatban nemcsak fizikusok és vegyészek hallatták hangjukat. A teológusok hevesen támadják az új elméletet. Különösen a Szent Könyvek egyes kitételeire hivatkoznak, amelyekből véleményük szerint egyértelműen következik, hogy szívünk a hőmérséklettől függetlenül mindig ugyanolyan sebesen ver. Nem más ez, — mondják a teológusok —, mint az istenség örök mozdulatlanságának kifejezője. Az az ellenvetés, hogy a Szent Könyvekből nem lehet természettudományos ismereteket meríteni, hanem a Szent Könyvekben található természettudományos utalások a könyvek íróinak természettudományos ismereteit tükrözi, mit sem használt.

A bölcselek is hallatták véleményüket az új elmélettel kapcsolatban. Egyikük szerint az a felfogás, amely szerint szívünk hőmérsékletétől függetlenül végzi mozgását, ösidők óta kialakult felismerés, ennél fogva természetszemléletünk kitörölhetetlen a priori része. Veszélyes próbálkozás minden olyan elmélet, — írja az említett bölcselek a tiszta észről szóló művében — amely ezt a felfogást elvetni igyekszik azért, hogy egyes formulák egyszerűbb alakot öltsenek.

A természettudósok ezzel szemben arra hivatkoznak, hogy nem arról van szó, melyik időmérték helyes vagy hamis, hanem a célszerűség diktálja, milyen időskálát használjunk. Szerintük az az időskála célszerű, amely a természeti törvények leg-egyszerűbb megfogalmazását teszi lehetővé.

A sokat vitatott elmélet kísérleti ellenőrzésére néhány kutató az alábbi kísérletet javasolta:

Az (A) kutató legyen olyan térrészben, amelyet állandó hőmérsékleten tartunk. Ez a kísérletező néhány egyszerű fizikai jelenséget (ingalengés, szabad-esés, stb.) figyel meg. Ezzel egyidejűleg ugyanezeket a kísérleteket az említett térrészen kívül is elvégezzük különböző hőmérsékleten. Az (A) megfigyelő kalitkáján ablak van, hogy a kalitkán kívül végzett kísérleteket is megfigyelhesse. Egy másik (B) megfigyelő a kalitkán kívül tartózkodik a változó hőmérsékletű térben, s megfigyeli a kalitkán belül és kívül lejátszódó folyamatokat.

Ha az (A) kutató a kalitkában és az azon kívül lejátszódó jelenségek időbeli lefolyását azonosnak találja, vagy köztük csak nagyon csekély eltérést észlel, akkor a fenti elméletet helyesnek kell tartanunk. Ha azonban az (A) és (B) megfigyelő ugyanazt a hőmérsékletfüggést állapítja meg, akkor ez elméletet el kell vetni.

A hullők könyve nem említi, vajon elvégezték-e a javasolt kísérletet, vagy megakadályozták-e elvégzését a javíthatatlan ellenzők. A hullők fizikakönyve azonban arra enged következtetni, hogy minden élőlény testi, szervezeti adottságai révén több, kevesebb nehézséggel találja magát szemben, ha a természet objektív realitását meg akarja ismerni.

A közleményt hullőnyelvből fordította

Dr. R. Plass

KÖNYVSZEMLE

Keszthelyi Lajos:

ATOM ÉS ATOMI RÉSZECSKÉK

(Műszaki Kiadó)

Már régen hiányát éreztük a magyar fizikai szakirodalomban egy bevezető jellegű monográfiának az atom- és atommagfizika területén. Gombás professzor e tárgykörben — Bay Zoltán kis füzetét nem számítva — magyar nyelven úttörő könyve (Mérnöki Továbbképző Intézet) méltán volt elterjedt nemcsak a kezdő fizikusok körében. Rövidsége, elsősorban elméleti jellege és az a tény, hogy már régen nem kapható a könyvesboltokban, érthetővé teszi azt az örömet, amivel a magyar fizikusok Keszthelyi Lajos könyvét a kezükbe veszik. Örömet jelent számunkra az is, hogy ezúttal nem fordítás révén gyarapodott szakirodalmunk, hanem egyik legtehetségesebb kollégánk monográfiájáról van szó.

A könyv 11 fejezetéből hatot szentel a szorosabb értelemben vett atomfizikának (burok fizika), és a további öt foglalkozik az atommagfizika problémáival. Az atom burok jelenségein kívül (színképek, Bohr-modell, röntgensugárzás) külön fejezetet kapott a fény és anyag kettős természete, a hősugárzás törvényszerűségei, az elektron egyedi létezésén alapuló jelenséges csoport is. Mind ezeket egy bevezető fejezet előzi meg, amely az atomizmus kezdeteire vonatkozó ismereteinket foglalja össze.

A magfizikai fejezetek (lapszám szerint a könyv nagyobbik fele: 499 lapból 314) a modern atommagfizikának egy rövid, de nagyon világos és nagyon jól használható áttekintését adják. Atommagok sajátosságainak és a radioaktivitás jelenségeinek tárgyalásán kívül külön fejezet foglalkozik az atommagreakciókkal. Ezekhez csatlakozik kiegészítésként egy-egy fejezet a részecskegyorsítóról és a részecskeszámlálóról.

Az egyes fejezetek végén rövid, fél-, egy lapos össze-foglalások találhatók. A szöveget nagy számú ábra egészíti ki (225), köztük több fénykép, továbbá irodalmi hivatkozások (105) és tárgymutató.

A könyvvel közelebbről megismerkedve szinte csodálja az ember, hogy egy ilyen rövid áttekintés keretében mennyi részletkérdésre ki tudott térni a szerző. A modern magfizikának szinte minden jelentősebb problémaköre röviden össze van foglalva, köztük a legmodernebbek is. A paritás sértéssel kapcsolatos jelenségek, a szögkorrelációs problémák (köztük a mágneses és elektromos térben végzett vizsgálatok is), az óriási rezonanciák a γ -sugarakkal létrehozott magreakciók esetében, hogy csak egy-kettőt említsünk. És mindezt olyan világos tárgyalásban találjuk meg, aminél jobbat nem kívánhat magának sem a kezdő, sem az, aki egy-egy problémának akar utánanézni a könyvben.

Az, hogy ezt a könyvet magyar szerző írta, jelen esetben nem egy külsőleges tény, hanem a műnek valóban tartalmi jegye. Ha azt mondtuk, hogy a modern magfizika fontosabb jelenségei szinte hiánytalanul össze vannak foglalva, akkor talán még inkább mondhatjuk ezt a magyar atom- és magfizika eredményeire vonatkozólag. Selényi híres kísérletétől kezdve, amelyeket egy fényforrásból nagy szög alatt kilépő sugarak interferenciájára vonatkozólag végzett, egészen Csikai-Szalay neutrínó kísérletéig megtalálunk szinte minden magyar eredményt. És a képanyagban is nem a külföldi könyvekből szinte már üntig ismert felvételeket láthatjuk újra, hanem pl. a KFKI-ban felvett elektrondiffrakciós gyűrűket vagy az Eötvös Tudományegyetem Fizikai Intézetében kapott Laune-felvételt.

Ha örömmel vettük kezünkbe ezt a könyvet, akkor még nagyobb örömmel tesszük le abban a tudatban, hogy mint rövid kézikönyvhöz máskor is, többször is

hozzá fogunk még nyúlni. Így Keszthelyi Lajos könyve a magyar szakirodalomban nagyon jól megállja a helyét a már megjelent Spolszkij-kötetek mellett is, éppen rövidsége, modernsége és rendkívül világos tárgyalásmódja miatt. Meggyőződésünk azonban, hogy a világirodalomban közkezen forgó bevezető jellegű atom- és magfizikai művek között (Lapp-Andrews, Halliday, Kaplan) is kiállná az összehasonlítás próbáját. Így talán a könyv többet is ad, mint amit a kiadó a címlap hátoldalán ígér: "... a könyv, a felső szint tartásával ismeretterjesztő módon tárgyalja a kutatások döntő jellegű eredményeit".

Egy új kiadásban a könyv egy részletesebb tárgymutatót is megérdemelne.

B. D.

Leopold Infeld:

EINSTEIN

műve és hatása korunkra

(Gondolat, 1959.)

A magyar fizikusok jól ismerik Leopold Infeld ragyogó stílusát, amellyel a tudomány legalapvetőbb kérdéseit mindenki számára világosan, de irodalmi csiszoltságú nyelvezeten taglalja. Ezért különös örömmel és felfokozott várakozással vesszük kézbe ezt a könyvet is, amely a tíz évvel ezelőtt Kanadában írt és kiadott mű magyar fordítása.

Infeld könyve arról szól, amit a cím ígér. Századunk egyik legnagyobb, sokak szerint legmélyebben gondolkodó és legrokonszenvesebb fizikusról. Egy fizikust elsősorban nem az élete körül kialakult adomák jellemeznek, hanem alkotásai, alkotásainak szelleme, az hogy kora nagy tudományos problémáinak megoldásához miben járult hozzá, miben mutatott új irányt követőinek. Infeld fő érdeme, hogy ezt a szempontot ragadja meg és fejti ki. Ezért emelkedik műve magasan a nyugaton elterjedt, újságírói színvonalon felül alig emelkedő Einstein kiadványok fölé. Természetesen elsősorban a relativitáselmétről esik szó. Első pillanatra talán úgy is tűnik, hogy egy ügyesen álcázott relativitáselmélet-népszerűsítő műről van szó. De ez nincs így. A relativitáselmélet megértésére igazában nem alkalmas ez a könyv. Átéli az olvasó azokat az izgalmas problémákat, amelyek a relativitáselmélet születéséhez vezettek, de az elmélet befejezett, lezárt épülete már csak a távoli homályban mutatkozik. Ezért talán azt lehet mondani, hogy ezt a képlettelmes könyvet mégis elsősorban a beavatott szakmabeliek, a fizikusok fogják élvezettel olvasni, mint az érdeklődő kívülállók.

Még fokozottabban áll ez a könyv későbbi fejezeteire. Ismereti a szerző Einstein szerepét a kvantumelmélet első eredményeinek megszületésénél, de számba veszi Einstein fenntartásos állásfoglalását a kvantummechanika valószínűségi értelmezése tekintetében. Itt, ezen gondolatok bemutatása közben is a józanság jellemzi a szerzőt, igyekszik ott is feltárni Einstein álláspontjának indokait, ahol nem ért vele egyet. A reális, nem feltétel nélküli tisztelet hangján ír Einstein élete utolsó évtizedeinek kutatásairól, amelyek az elektromágnesség és gravitáció egységes geometriai elméletét kívánták teremteni. Ma már tudjuk, hogy Einsteinnek annyi diadal után itt nem jutott osztályrészül a siker. „Einstein nézetei mindig kiérdemlik a megbecsülést, ha nem is az egyedül üdvözlendő nézetek, s ha azokat ma már a tudósok többsége nem fogadja el.” A könyv Einstein filozófiai nézeteinek, emberi társadalomról alkotott felfogásának elemzésével zárul. Itt is a mélyen gondolkodó haladó embert látjuk, aki hibázott többször, de mindig becsületesen és őszintén kereste az igazságot.

Akik már ismerték a könyv angol vagy német kiadását, azok számára is kellemes meglepetést okozott a Gondolat könyvkiadó Infeldnek Einstein halálakor lengyelül kiadott 80 oldalas megemlékezésének közlésével. Ez a személyes emlékek melegségétől áthatott írás talán még értékesebb a fizikus számára, mint a tulajdon-

képpen könyv. Szinte a személyes találkozás közelségéből ismerjük meg a magányos, kissé különe tudóst és ami még értékesebb, annak gondolatait.

A Gondolat kiadó már több igényes művel alapozta meg páréves működése során jó hírét, igen emelve hazai ismeretterjesztő irodalmunk korábbi alacsony színvonalát. Ez a könyv is szép kiállításban, Infeld nyelvek tolmácsolásával jelent meg. A teljes fizikai szabotosság, amely fordításnál szokatlan, Graff György gondos ellenőrző munkájának köszönhető.

M. Gy.

W. Heiler:

A SUGÁRZÁS KVANTUMELMÉLETE

(Akadémiai Kiadó, Budapest, 1959.)

A sugárzások elmélete kétségtelenül a fizika egyik legérdekesebb és legfontosabb fejezete, amely állandóan az érdeklődés középpontjában állott. Ismeretes, hogy a fekete test sugárzásának a tanulmányozása vezetett a kvantumelmélet megalapozásához, majd a kvantummechanika megalapozása után az anyag és a sugárzási tér kölcsönhatásával foglalkozó kvantumelektrodinamika tártá fel az atomi rendszerekben lejátszódó abszorpció és emissziós folyamatok, a magasabb energiájú sugárzási folyamatok (pl. fékezési sugárzás, párkeltés), a Röntgen- és γ -sugarak, továbbá elektronok áthatóképességével, valamint ionizáló hatással kapcsolatos jelenségek egységes értelmezésének a lehetőségét, amely új fejezetet nyitott a fizika fejlődésének történetében. Manapság a kvantumelektrodinamika, amely mintegy harmincéves múltira tekinthet vissza, a modern fizika leglezártabbnak tűnő fejezete, amely — ha további fejlődésével számolhatunk is — már a jelenlegi formájában is hozzátartozik a legkülönbözőbb területen dolgozó fizikusok elengedhetetlen előismeretéhez, elannyira, hogy oktatása bizonyos fokig már az egyetemi oktatás szerves részévé vált.

Heiler könyve a modern fizika e fontos fejezetének világviszonylatban a legalapvetőbb monográfiája, amely szerzőjének sok szempontból páratlan didaktikai készsége következtében nyugodtan adható akár az egyetemi hallgatók, akár a más területen dolgozó, de e témakörben kevésbé jártas olvasók kezébe. Magyar nyelven való kiadása tehát fizikai irodalmunk nagy nyeresége, és remélhető, hogy a jövő fizikus nemzedékünk kiképzésében fontos szerepet fog játszani.

Az olvasót azonnal az első fejezetben, amely a klasszikus sugárzáselmélet rövid, de szinte minden lényeges problémát felölelő összefoglalása, magával ragadja a szerző fentebb már említett, minden szempontból követésre méltó didaktikai módszere, amellyel elegáns egyszerűséggel, de minden szempontból jól követhető módon ismerteti a Maxwell–Lorentz-féle elektronelméletet, a ponttöltés és tér kölcsönhatását, a fényszórás és abszorpció törvényszerűségeinek elemi elméletét, valamint a téregyenletek kanonikus alakját, amely a tulajdonképpeni kvantumelektrodinamika megalapozásánál kiindulásul szolgál.

Ilyen előkészítés után minden nagyobb nehézség nélkül elsajátíthatja az olvasó a következő két fejezetben a tiszta sugárzási tér kvantumelektrodinamikáját, valamint az elektrontré és a sugárzás kölcsönhatásának elméletét. E két fejezetből talán az elméletben fellépő szinguláris függvények és tulajdonságaiknak frappáns — ha matematikai szempontból nem is minden vonatkozásban akceptált — ismertetését, a Coulomb- és Lorentz-mérték fogalmának világos kifejtését, továbbá az elektromágneses állapothatározók felcserélési relációinak és mérhetőségének mély elemzését, végül a kölcsönhatási reprezentáció és a fotonvákuum fogalmának bevezetését emeljük ki.

A IV. fejezet, amely a perturbációszámítással foglalkozik, a könyv kevésbé sikerült része. Ennek az oka nem az, hogy ennek a fejezetnek a megírása, módszereit tekintve, eltérne a többi fejezettől, hanem abban jelöl-

hető meg, hogy az elemi perturbációszámítás ismertetése után a szerző nem a szokásos kovariáns perturbációszámítást és az irodalomban használatosabb, S-mátrix-formalizmust ismerteti, mely manapság a kvantumelektrodinamikai ismeretek szerves része, hanem — minden bizonnyal éppen az elemi perturbációszámítással való közelebbi analógia kedvéért — olyan formalizmust részletez, amely talán könnyebben áttekinthető, ugyanakkor kevésbé készít elő az irodalom tanulmányozására. A speciálisan nem a kvantumelektrodinamika elvi kérdései iránt érdeklődők ennek nem látják kárát, mert az alkalmazások jelentékeny részénél ez a módszer nem kerül felhasználásra. Érdekes része azonban ennek a fejezetnek a csillapodási jelenségeknek javarészt a szerző által kidolgozott, általános elmélete.

Legszélesebb érdeklődésre a soron következő V. fejezet tarthat számot. Itt találhatja meg az olvasó az emisszió és abszorpció, a természetes vonalszélesség, a diszperzió és Raman-effektus, a rezonancia-fluoreszcencia, a fotoelektromos effektus, az egyszeres és kétszörös Compton-szórás, a fékezési sugárzás, pozitronkeltés és a pozitronium kvantumelméletét. Ezek a kérdések a sugárzás elméletének legfontosabb alkalmazásai, amelyek javarészt sorra kerülnek a legkülönbözőbb területen dolgozó fizikusok mindennapos gyakorlatában.

Ismeretes, hogy a modern kvantumelektrodinamika legfontosabb vívmánya az ún. sugárzási korrekciók elméletének a kidolgozása volt, amely közvetlenül a második világháború utáni évek legjelentősebb elméleti vívmánya és a jelenlegi elmélet legfontosabb bizonyítékának tekinthető (az atomi energianívók sugárzási eltolódásának és az elektron anomális mágneses momen-

tumának kvantitatív meghatározása). A magasabb közelítések következetes tárgyalása ugyanis akkor vált lehetőséggé, amikor sikerült rájönni arra, hogy az elméletben a magasabb rendű közelítésben fellépő divergens kifejezések olyan mennyiségekből származnak, amelyek megfigyelhetetlenek, nevezetesen a részecske tömegéhez és töltéséhez adnak olyan járulékot, amely a részecske és a tér kölcsönhatásának következményei. Ezekkel a magasabb közelítésekkel (tömeg- és töltésnormalálás, vákuum-polarizáció, sugárzási korrekció kötött állapotban) foglalkozik a VI. fejezet. Külön kiemelendő itt a szerző azon törekvése, hogy az elmélet matematikai szempontból egyelőre problémátikus kérdéseit kendőzetlenül feltárja, mert ez ily módon ismét helyes didaktikai módszerrel hívja az olvasó figyelmét arra, hogy a számításoknak a kísérleti eredményekkel való messzeemenő egyezése ellenére, milyen irányban kell törekednünk az elmélet továbbfejlesztésére.

Végül az utolsó fejezetben a nagyenergiájú sugárzások áthatolóképességének a problémájával foglalkozik a szerző, amennyiben ismerteti a Röntgen-sugarak abszorpciójának, a gyors részecskék anyagban való lefékeződésének és a kaszkád-záporoknak az elméletét. A függelékben néhány olyan problémát és módszert részletez, amelyek hosszadalmassá és ezáltal nehezebben áttekinthetővé tettek volna néhány korábban diszkutált részletkérdést.

A könyv magyar nyelvű változatának gondos fordítása a fordítók, a lektor és a szerkesztő, szép kiállítású pedig az Akadémiai Kiadó és a Nyomda munkájának dicséretére válik.

H. J.

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

FIZIKA ROVAT A KÖZÉPISKOLAI MATEMATIKAI LAPOKBAN

Szeptember óta Társulatunknak még egy lapja van. A Középiskolai Matematikai Lapokban 8 oldal terjedelmű fizika rovat indult. Ezzel régi óhaj teljesült. A régi Középiskolai Matematikai Lapokat Arany Dániel alapította 1894-ben, azután Rácz László szerkesztette 1914-ig. Ekkor az első világháború alatt megszűnt. Rendszertelenül közölt fizika tárgyú feladatokat is. Utóda, a Faragó Andor szerkesztésében megjelenő „Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapok” 1925-től 1938-ig élt, és mint a címéből is megállapítható, rendszeresen foglalkozott fizikával. Újabb kényszerszünet után új sorozat indult. A felszabadulás után a „Középiskolai Matematikai Lapok” csak matematika feladatokat közölt, színvonala emelkedett, olvasóinak tábora megnőtt, és jelentős szerepet vitt széles tömegek matematika tudásának növelésében. Ha a régi évfolyamokat lapozgatjuk mindenütt matematikus élgárdánk tagjainak nevével találkozunk. Sajnálatos módon azonban mindezekig nem kelhetett életre a lap fizika rovata. Pedig középiskolai fizika oktatásunkban a feladatmegoldás jelentősége állandóan növekedett, az évről-évre rendezett tanulmányi versenyek fizikából is mind szélesebb tömegeket vonzottak. A fizikus „élgárda” nevelésére hiányzott a megfelelő központi szerv. Ezt lesz hivatva pótolni a Társulat új vállalkozása. Az első bővített szám szeptemberben jelent meg. Az olvasók tábora, a tanárok és a tanulók egyaránt nagy lelkesedéssel fogadták. Az előfizetők száma jelentősen megnövekedett, és az első számban kitűzött feladatokra közel kétezer megoldás érkezett. Az első kísérleti tárgyú pályázat is eredményes volt. Szép számmal érkeznek cikkek, feladatok, ötletek a szerkesztőséghez. A lap fizika rovata elsőrendű céljának tekinti feladatok közlését. Terveink szerint számonként kb. 9 feladatot tűzünk ki, 3—3 példát a középiskolák II. III. ill. IV. osztályos tanulóinak megfelelő szinten. A megoldásra kb. 3 hét időt adunk. A matematikai, ill.

fizikai feladatok megoldásának határidejét kb. 2 hét különbséggel tűzzük ki, hogy a tanulók a hónap egyik felében a matematikai, másik felében a fizikai feladatokkal foglalkozzanak. Az első tapasztalatok szerint az „élmegoldók” nagyrésze ugyanis egyezik. A jó matematikusok általában örömmel foglalkoznak a fizikai feladatokkal is, de új tehetségek is tűnnek fel. Legtöbb számban kísérletezésre ösztönző pályázatot hirdetünk. Ezek mérési feladatok lesznek, melyeket egyszerű eszközökkel el lehet végezni. Pályázatokat munkaközösségektől, szaköröktől is elfogadunk, sőt ilyen munkaközösségek megalkalulását örömmel látjuk. „Kérdezz-Felelek” rovatunk az olvasóink problémáira kíván felelni. Könyvszemlénk az olvasni kívánók figyelmét hívja fel régi vagy új könyvekre, melyek olvasását ajánljuk. Önálló cikkeinkben a középiskolai fizikai tananyag kiegészítését tűztük ki célul. Főként olyan anyagrészekkel kívánunk foglalkozni, melyekkel tankönyveink és tanterveink mostohán bántanak, viszont ismeretük feladatok megoldásánál fontos (pl. impulzus, merev testek forgása, vektorműveletek, váltóáram stb.). Szívesen közölnénk fizikatörténeti vonatkozású cikkeket, híreket a fizika fejlődéséről stb. Ehhez azonban az szükséges, hogy a jelenlegi terjedelem mielőbb legalábbis a kétszeresére, tehát 16 oldalra bővüljön.* A 8 oldal legnagyobb részét a tanulók által beküldött megoldások töltik ki. Már az első szám eredményei azt mutatják, hogy ifjú fizikusaink szellemes és érdekes megoldásokat tudnak produkálni, szívesen és örömmel foglalkoznak fizikával. A megoldók egészeves versenyen vesznek részt, és a legjobbak jutalomban részesülnek. A Lap munkája a tavaszi középiskolai tanulmányi versenyeken és az őszi Eötvös-verseny színvonalában is valószínűleg éreztetni fogja hatását.

K. R.

* A közlemény megírása óta a miniszterelnökség sajtóosztálya megadta a lap további bővítéséhez szükséges engedélyt. A fizika rovat szeptembertől kezdve 16 oldalal fog megjelenni.

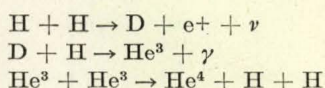
AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT 1959. ÉVBEN MEGTARTOTT ELŐADÁSAI:

- Január 19. *Bozóky László* :
Beszámoló a Genfi Atomenergia Konferencia Kongresszus radiológiai vonatkozásairól.
- Január 26. *Zsoltos Lehel* :
Újabb lehetőségek a diszlokációk kölcsönhatásának tanulmányozására.
- Február 2. *Nagy Ernő—Almár Iván* :
Az űrrakéták néhány dinamikai problémája. A Hold-rakéták pályáiról.
- Február 16. *Keszthelyi Lajos—Erő János* :
Gamma-sugarak kölcsönhatása atommagokkal.
- Február 23. *Gyarmati István* :
Mit láttam a Lorentz-Intézetben.
- Március 6. *E. Bagge* :
Mezonok repülési idejének mérése és pályáinak meghatározása szikraszámológépek segítségével.
- Március 16. *Domokos Gábor* :
Megjegyzések az elemi részecskék szerkezetének kérdéséhez.
- Március 23. *Szalkay Ferenc* :
Beszámoló az NDK Fizikai Társulata jénai Optikai Konferenciájáról.
- Április 6. *Jánossy Lajos* :
Indiai és egyiptomi úti benyomások.
- Április 13. *Berkes Zoltán* :
A relativisztikus taszításról a klasszikus fizika szemével.
- Április 20. *Somogyi Antal* :
A Nemzetközi Geofizikai Év kozmikus sugárzási problémái.
Sándor Tamás—Somogyi Antal—Telbisz Ferenc :
Kozmikus sugárzási mérések Magyarországon a Nemzetközi Geofizikai Év alatt.
- Április 27. *Fényes Imre* :
Új eredmények a termodinamikában.

- Május 4. *Gáspár Rezső* :
Hydrid molekulák szerkezetének kvantumkémiai meghatározása.
- Május 11. *Rohonci Ferenc—Nógrádi Kálmán* :
Az ultracentrifuga műszaki problémái.
- Június 10. *W. Macke* :
Entwicklungstendenzen der Kernphysik.
- Szeptember 24. Joliot Curie emlékülés.
- Október 5. *Dr. H. J. Bhabha* :
Az atomenergia felhasználása Indiában.
- November 2. *Jánossy Lajos* :
Mérések statisztikai kiértékelésének egy elemi problémájáról.
- November 9. *Pál Lénárd* :
Impulzus-reaktorok neutron hozamának fluktuációi.
- November 16. *Czuppon Alfréd* :
Oldottláncalakú molekulák hidrodinamikai jellemzői.
- November 23. *Fényes Imre* :
Termodinamikai paradoxonok információelméleti feloldása.
- November 30. *Tamás Gyula—Rontó Györgyi* :
Biológiai objektumokon végzett diffúziós permeabilitás vizsgálatok néhány problémája.
- December 7. *Náray Zsolt* :
Beszámoló külföldi tanulmányútról.
- December 14. *Guba Ferenc* :
A kép keletkezése az elektronmikroszkópban.
- December 21. *Bródy Imre—Schmid Rezső* díjkiosztó ülés.
- A középiskolai tanárok részére rendezett előadások:
Február 25. *Groma Géza* : A szűrőkörök.
Május 6. *Marx György* : A neutrino.
November 4. *Jánossy Lajos* : A fény kettős természetéről.
December 2. *Gallai Tibor* : Az erőparalelogramma szabályról.
- Nagyobb rendezvények:
Augusztus 24—27. Vándorgyűlés Szegeden.
Szeptember 14—19. II. Szilárdtest-fizikai kollokvium.
December 28—30. Középiskolai fizikatanárok országos ankétja.

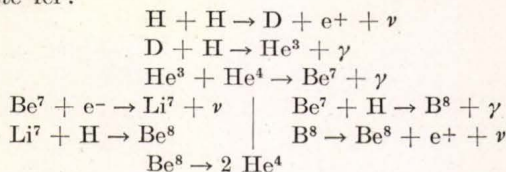
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A Nap energiaforrása. Bethe úttörő munkájában 1938-ban először igazolta kvantitatív módon, hogy a Nap energiatermelését termonukleáris fúzió, végső soron $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ átalakulás szolgáltatja. Egy He-mag felépülése 26,7 MeV energiát termel. Bethe az átalakulást konkrétan a $\text{C}-\text{N}-\text{O}-\text{C}$ cikluson keresztül, tehát szén katalizálásával találta legnagyobb valószínűségűnek. (Ennél a felszabaduló 26,7 MeV 95%-a hő termel kinetikus energia és gamma-sugárzás révén, 5%-ot neutrínók visznek magukkal.) Tekintettel arra, hogy újabb csillagászati kutatások szerint a Nap középponti hőmérséklete alacsonyabb (kb. 16 millió fok), hidrogéntartalma pedig nagyobb, mint korábban gondolták, Salpeter 1957-ben rámutatott arra, hogy a közvetlen proton-proton-ütközésből kiinduló He-szintézis gyakoribb. Ő dominánsnak a



folyamatot tekintette. (Ennél csak 2% energia jut a neutrínókra.) Újabb magfizikai kutatások azonban azt mutatják, hogy a He^3 (α , γ) Be^7 reakció nagy hatáskeresztmetszettel megy végbe. Ennek alapján Fowler

további lehetőségként a következő reakcióláncokat vetette fel:



A Be^7 elektronbefogásával folytatódó fúziós láncnál 4%, a Be^7 protonbefogásával folytatódó fúziós láncnál 28% energiát visz el a neutrínósugárzás. Utóbbi esetben különösen nagy, 14 MeV-et is elérő energiájú neutrínók keletkeznek, amelyek földi regisztrálása nem látszik reménytelen kísérleti feladatnak. Hogy melyik lehetséges módon alakul át a Nap belsejében He^3 -mag He^4 -maggá, azt csak a Nap centrum kémiai összetételére, valamint a szereplő magreakciók hatáskeresztmetszetének nagyságára és annak energiafüggésére vonatkozó pontosabb ismeretek alapján lehet eldönteni. Az azonban valószínű, hogy a Nap esetében a $\text{C}-\text{N}-\text{O}-\text{C}$ ciklus ritkább a közvetlen $\text{H}-\text{H}$ -fúzióval induló reakcióláncnál. Forróbb csillagokban viszont a $\text{C}-\text{N}-\text{O}-\text{C}$ ciklusnak lehet döntő szerepe.

M. Gy.

Kozmogoniai problémák az antianyaggal kapcsolatban.

Az 1955 és 1956 folyamán nyilvánosságra hozott eredmények minden kétséget eloszlatnak az antiproton és antineutron létezésével kapcsolatban. Egyes kutatókat ez a tény annak a vizsgálatára buzdította, hogy hogyan alkalmazhatóak az elemi részek fizikájában megismert szimmetriatörvények a világegyetem egészére és milyen problémák vetődnek fel ezzel kapcsolatban.

Az elemi részek egyik, pontos formájában csak újabban megismert szimmetriatulajdonsága a részek és antirészek egyenjogúsága. (Természetesen a részecske és antirészecske között nemcsak a töltés előjelében, hanem a csavarodásnak — a spin és impulzus egymáshoz viszonyított beállításának — előjelében is különbség van). Ez az egyenjogúság azt jelenti, hogy nem tekinthető egyik sem elsődleges, kitüntetett részecskének.

Ezzel ellentétben a világegyetem általunk megfigyelt részében csak egyfajta csavarodású részek (nukleonok, elektronok) találhatók számottevő koncentrációban, ellenkező csavarodású részek (antinukleonok pozitronok) csak elenyésző koncentrációban szerepelnek. Úgy látszik tehát, hogy itt mégis kitünteteti valami a részek egy csoportját.

Több elméleti próbálkozás is ismeretes, amely azt kívánja megmagyarázni, hogy hogyan alakult ki a világegyetem anyagának mai formája (Gamow, Alpher és Herman, Lemaître, Bondi, Hoyle). Ezek mindegyikében, akár nyíltan, akár hallgatólagosan feltételezik a részecske-antirészecske közti aszimmetriát.

Egyelőre nem tudjuk, hogy valóban volt-e aszimmetria, és ha igen, mi volt ennek az oka. Mindenesetre jogos az a kérdés, — írja M. Goldhaber,⁶ — hogy milyen logikai struktúrájú elmélet adna számot az anyag mai formájának kialakulásáról, ha a részecske-antirészecske-szimmetriát fent kívánjuk tartani. Feltehető-e, hogy a részecskék és antirészecskék egyenlő koncentrációban keletkeztek, majd a Világegyetem egyes helyein ismét szétsugárzódtak, más helyein pedig vagy csak pozitív, vagy csak negatív csavarodású részek maradtak meg valamilyen statisztikai ingadozás következtében? Lehet-e ez a statisztikai ingadozás okozta szeparálódás olyan tökéletes, hogy mindezekig semmi jelét sem találtuk annak a nagymértékű sugárzásnak, amit galaktikák és antigalaktikák összeütközése váltana ki? Korábban a kozmikus sugárzást ilyen összeütközések következményének tekintették, ma ez a felfogás már elavult. A probléma diszkussziója közben Goldhaber ismertet is egy lehetséges elgondolást.

Tegyük fel, hogy az anyag mai formája olyan fundamentális részből alakult ki, amelynek tömege nagyobb vagy akkora, mint a világegyetemünk tömegének kétszerese. Nevezzük ezt a részt univerzonnak.

Az univerzon önmagának antirésze. Tegyük fel továbbá, hogy az univerzon bomlásakor egy rész-antirész-pár keletkezett. Nevezzük ezeket cosmonnak, ill. anticosmonnak. A cosmon és az anticosmon igen nagy, de egymással ellentétben egyenlő nukleontöltéssel rendelkeznek. A cosmon—anticosmon-párképződés igen nagy kinetikus energia felszabadulásával járjon. Ekkor a cosmon és anticosmon a keletkezés után nagy sebességgel távolodik egymástól. Ezután már a Lemaître-elképzelés szerint történik minden a cosmon nukleonokká bomlik, létrehozva pl. a világegyetem általunk is megismert részét. Hasonlóan az anticosmon is antinukleonokra bomolhatott.

Ez az elképzelés természetesen csak tájékozódó jellegű próbálkozás, ami arra szolgál, hogy felvessen olyan problémákat, amelyek a tapasztalati kutatás számára már hozzáférhetőbbek. Ezek közül csak kettőt említünk meg:

1. Megfigyelhető-e azáltal, hogy a világunkban a nagyban tömeg és impulzusmomentum eloszlást gondosan megvizsgáljuk, egy olyan kitüntetett egyenes a térben, amely a világot és a feltételezett antivilágot köti össze?

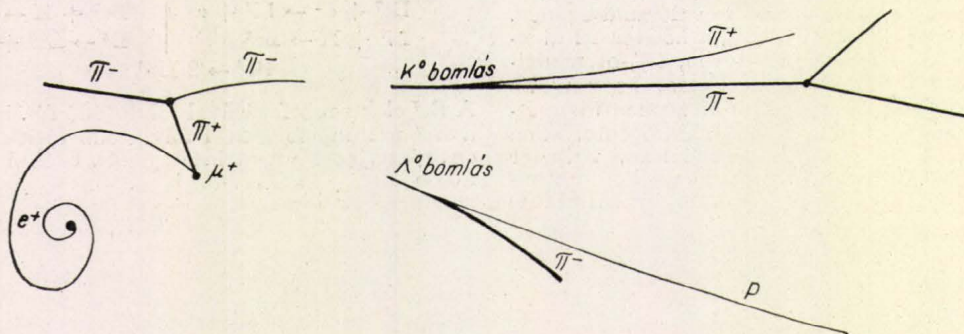
2. Értelmes dolog-e az extrém nagy nukleontöltés feltételezése, amikor a jelenleg ismert nukleontöltésértékek 0 és ± 1 ? Mi okozhatja azt, hogy az univerzon akkora nukleontöltésű részecskékre szeret bomlani, mint ahány nukleon van az általunk ismert világegyetemben? (Science, 124, 218. 1956.)

A. I.

Nagy neutronsűrűséget létesítő reaktor. A Szovjet-unióban egy különleges 100 000 KW-os reaktor épül kutatási célokra. Ennek belsejében néhány köbdeciméter térfogatban $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ intenzitású igen erős neutronfluxus lesz. Várható, hogy itt a szupernóva-csillagokhoz és hidrogénbombarobbanásokhoz hasonló mérvű neutronbesugárzás hatására távoli transzurán elemek keletkezhetnek. Egy uránatom a lebomlási folyamatokat megelőzve egymásután sok neutront foghat be, így például a 98-as rendszámú kalifornium milligramm mennyiségben létrejöhet. (Gyorsítókkal ilyen „tömegprodukció” elképzelhetetlen.) Ezt kiválasztva és mesterségesen felgyorsított elemekkel bombázva remény lehet 105-ös rendszámig terjedő transzurán elemek mesterséges létrehozására. — Ismeretes, hogy a hidrogén-bombakísérleteknél kialakuló nagy neutronfluxus hatására megfigyelték einsteinium és fermium keletkezését, szupernóvákban pedig a kalifornium keletkezése valószínű. (Sci. News Letter)

M. Gy.

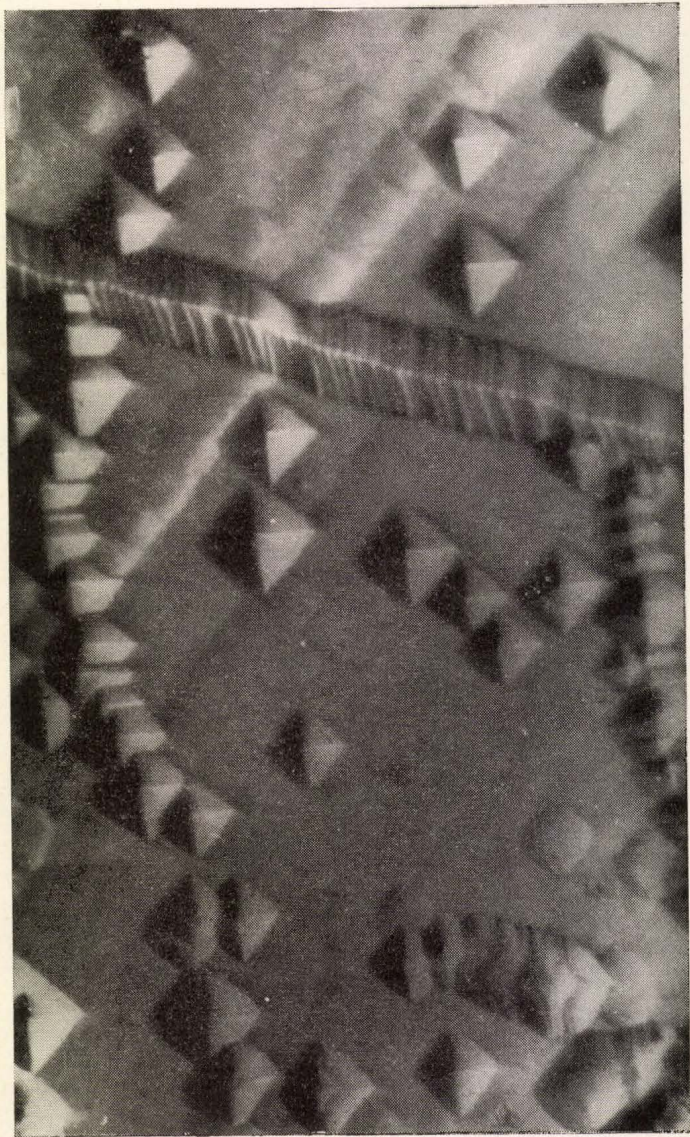
Magyarázó rajz a címképhez



A címképen felülről lefelé haladó nyomok a tényleges kísérleti elrendezésben balról jobbra haladnak. Ez utóbbi helyzetnek felel meg a fenti nyom, amely a π^- -mezon által keltett κ^0 -mezon és Λ^0 -hyperon.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM
1960.



5.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V., József nádor tér 1) és bármely postahivatalnál. Csekkszám: 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás az MN B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Evva Ferenc: A latens kép elméletének újabb fejlődése

Fodor Ilona: Az atommagok Coulomb gerjesztése

I. E. Tamm: A nagyenergiájú részek fizikájáról

Bodó Zsolt—Weiszburg János: Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei I.

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Ф. Эвва: Новые развития теории скрытого изображения

И. Фодор: Кулоновское возбуждение атомных ядер

И. Е. Тамм: Частицы больших энергий

З. Бодо—И. Вейсбург: Современное состояние знаний об электролюминесценции I.

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

F. Evva: Die neuere Entwicklung der Theorie des latenten Bildes

I. Fodor: Die Coulombsche Kernanregung

I. E. Tamm: Energiereiche Teilchen

Z. Bodó—J. Weiszburg: Die gegenwärtige Lage auf dem Gebiete der Elektrolumineszenz I.

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Ölmképző: Maratósi kép NaCl egykristály (100) felületéről. A magános piramisok (mélyedések) egyedi diszlokációkhoz tartoznak. A tömött sorba helyezkedők egy blokkhatárt jelölnek ki. A reagens: $C_2H_5OH + FeCl_3 + H_2O$ maratósi idő 10 p, $250 \times$ nagyítás

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1960. II. 2. Példányszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60/50824 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

5. szám

1960. május

A látens kép elméletének újabb fejlődése

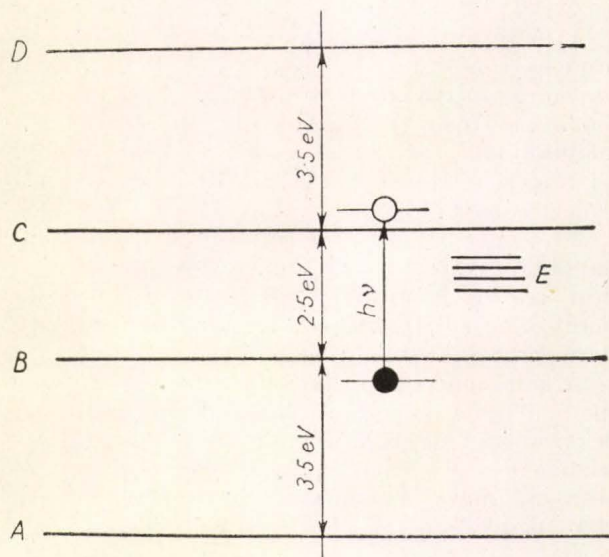
1. Bevezetés

Fotográfiai rétegekben fény hatására látens kép keletkezik, mely előhívó oldatokkal láthatóvá tehető. Régóta ismeretes, hogy a látens képet a réteg ezüstháloid mikrokristályain keletkezett, illetve megnagyobbodott ezüstcsírák alkotják, a látens kép keletkezésének mechanizmusa azonban mind a mai napig nem teljesen lezárt probléma.

A látens kép keletkezésére vonatkozó elképzelések az utóbbi évek folyamán döntő változáson mentek át, melyben igen nagy része volt a szilárd testek, elsősorban a félvezetők kutatási területén elért újabb eredményeknek. Az első nagyobb szabású, modern elméletet Gurney és Mott [1] fogalmazta meg 1938-ban. Bár a látens kép keletkezésének magyarázatára már korábban is [2] történtek próbálkozások (J. Eggert), mégis megfelelő kísérleti és elméleti előzmények voltak szükségesek egy korszerű elmélet megalkotásához. A fizikának több rokon területén már 1930 körül született olyan eredmény, mely a látens kép keletkezéséről való elképzeléseket elősegítette. Itt elsősorban a fémek vezetési elméletére (Wilson), az ionos kristályon mutatkozó fényelektromos jelenségekre (Pohl és a göttingai iskola), félvezetőkön végzett vezetőképességi vizsgálatokra (Tubandt és Eggert), továbbá a reális kristályok rácshibáiról alkotott elképzelésekre (Frenkel, Schottky) gondolunk. Mivel ezeknek a kérdéseknek az ismertetéséről a látens kép elméletével kapcsolatban az elmúlt években [3] több magyar nyelvű közlemény jelent meg, nem kívánunk ismétlésekbe bocsátkozni, csupán előljáróban röviden összefoglaljuk a Gurney—Mott-elméletet.

Ez a következő tényeken alapul: 1. Reális ezüstháloid kristályokban szobahőfokon vagy kevéssel efelett a rácspont közti ezüstionok és az üres rácspontok (Frenkel hibák) jelenléte miatt ionos vezetés lehetséges. 2. Elektronos vezetés szobahőfokon külső energia befektetése nélkül nem lehetséges, mivel az ezüstháloid (klorid, bromid) kristályokban, hasonlóan, mint más félvezetőkben, az energia-diagramban (1. ábra) a vezetési nívótól a vegyérték nívótól tiltott sáv választja el, melynek energiában kifejezett értéke ezüstbromid kris-

tály esetén kb. 2,5 eV. Abszorbeált energia, pl. rövid hullámhosszú, látható fény fotonjának hatására elektron juthat a vezetési sávba és így a kristályban szabadon mozoghat. 3. Reális ezüstháloid mikrokristályokban, amelyek fotoemulziókban képződtek, főleg a kristályok felületén, idegen szennyezések vannak beépülve, gócok formájában. Ezek ezüstből vagy ezüstsulfidból [4] állanak és az ezüstháloid kristály és a környező közeg (vízes zselatin oldat) kémiai reakciójának eredményei. Ezeket érzékenységi gócoknak nevezzük. Fizikai szempontból csupán az a fontos, hogy az ezeknek megfelelő helyi energianívók a tiltott zónában a vezetési nívó alatt fekszenek (1. ábra, E).



1. ábra. Ezüstbromid kristály egyszerűsített energia-diagramja.

AB = vegyérték nívó

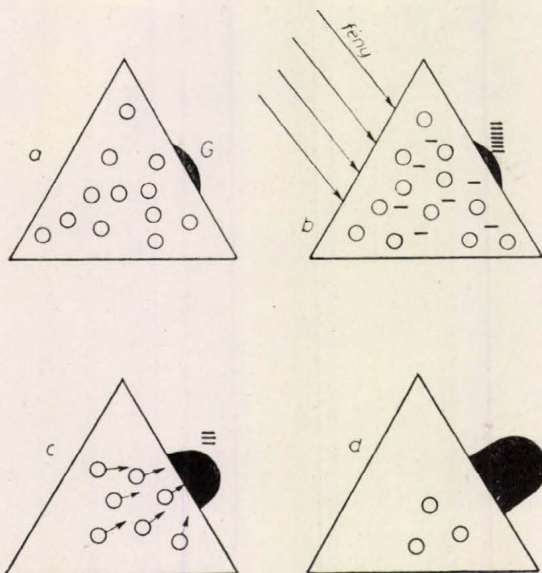
BC = tiltott zóna

CD = vezetési nívó

E = beépült szennyezésnek (ezüst, ezüstsulfid stb.) megfelelő lokális energianívó.

2. A Gurney—Mott-elmélet

A fentiek előrebocsátása után a látens kép keletkezését Gurney és Mott szerint a következő módon képzelhetjük el (2. ábra):



2. ábra. A látens kép keletkezése érzékenységi gócból a Gurney—Mott-elmélet szerint W. F. Berg [5] szerint sematizálva:

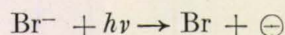
- Az ezüstháloid kristály (G = érzékenységi góc, O = rácsközi ezüstionok).
- Fény hatására elektronok (— = elektron) jutnak a vezetési sávba, melyeket a gócok befognak s ezáltal negatív töltést kapnak.
- Az ionfolyamat.
- Ezüstháloid kristály a megvilágítás után megnövekedett (látens kép) csírával.

1. A fény hatására az ezüstháloid kristályokban elektronok jutnak a vezetési sávba és szabadon mozognak a kristályon belül.

2. Az érzékenységi gócok alacsonyabban fekvő energiaszintjei miatt elektroncsapdaként működnek s az elektronok befogása közben negatív töltésűek lesznek.

3. A gócok negatív töltésük következtében magukhoz vonzzák a rácsközi ezüstionokat s ezáltal részint töltésük semlegesítődik, másrészt méretük a keletkezett és felhalmozódott ezüstatomok következtében megnő.

A kellő nagyságúra megnőtt ezüstcsírák alkotják a látens képet. A folyamathoz szükséges elektront a megvilágító fény fotonjának és a kristályrács egy brómionjának kölcsönhatása szolgáltatja, mely folyamatot leegyszerűsítve így írhatjuk fel:



ahol az \ominus jel az elektront jelenti, a Br pedig egy brómatomot, mely a kristály egészére vonatkozó elektroneutralitás következtében elektromosan pozitív töltésfelesleget jelent. Ezt a képződményt a vegyészek brómatomnak, a krisztallográfusok és fizikusok pozitív lyuknak vagy defekt elektronnak nevezik. Az első elnevezés, mint a fentiek alapján könnyen belátható, teljesen helytelen. (A brómatom kémiai értelemben semleges képződmény.) A képződmény keletkezésének pillanatában egy rácspontban levő, egyszerűen pozitív töltésű

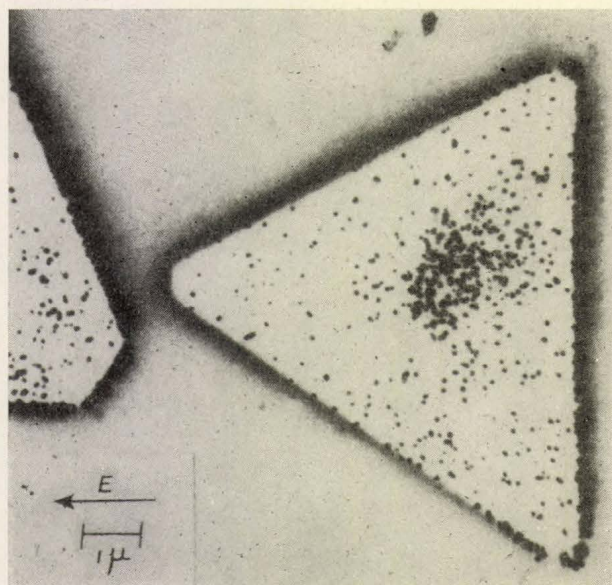
brómatom. Ha még szabatosabban akarjuk körülírni a dolgot, úgy nem pozitív töltésről, hanem negatív töltéshiányról kell beszelnünk. Innen ered a pozitív lyuk elnevezés.

Szobahőfokon vagy kevéssel előlött sztérikus okok miatt sem a brómatomok, sem a brómionok a kristályrácsban nem vándorolhatnak, csupán a pozitív töltés (= negatív töltéshiány) vándorolhat tovább úgy, hogy a szomszédos brómion egy elektront ad át a keletkezett brómatomnak, mire az visszaalakul brómionná, és egy rácsponttal odébb keletkezik egy pozitív töltésű brómatom. Valójában tehát csak a pozitív töltés vándorol mindaddig, míg a kristályrácsban vagy annak főleg a felületére jutva el nem tud reagálni. Ilyen felfogásban tehát a legszabatosabb elnevezés a defekt elektron lenne, mely kifejezi, hogy az elektronnal egyidejűleg egy negatív töltéshiány mozog a kristályrácsban, mégis a külföldi irodalmat követve a továbbiakban a pozitív lyuk (positiv hole) elnevezést használjuk.

3. A Gurney—Mott-féle elv

Azt az alapvető tényt, hogy a látens kép kialakulásában a vezetési elektronok és a rácsközi ezüstionok mozgása játszik szerepet, kísérletileg közvetlenül is sikerült bebizonyítani. Erre vonatkozólag Haynes és Shockley [6] igen szellemes új kísérleti eljárást találtak ki, mely a következő:

Ha egy ezüstháloid kristályt igen rövid ideig (10 μsec) tartó fénybehatással világítunk meg úgy, hogy egyidejűleg a kristályt magasfeszültségű, szinkronizált áramlökésnek tesszük ki, akkor a látens kép túlnyomó részben csak az anód felé eső sarkon képződik (3. ábra). A szinkron feszültség és fénybehatás ugyanis olyan rövid idejűre van

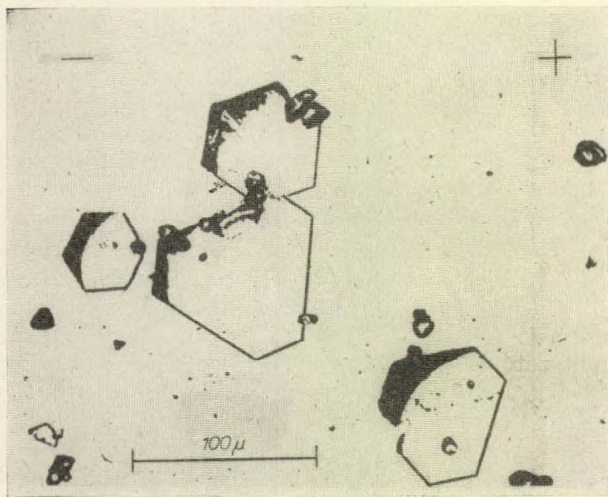


3. ábra. A látens kép eltolódása Haynes és Shockley-technikával megvilágított ezüstháloid kristályban. A fotolitikus ezüst túlnyomóan a kristály anód felé eső oldalán válik ki.

választva, hogy ezalatt az aránylag lassú Frenkel hibák elmozdulása gyakorlatilag nem következik be, míg az igen gyors mozgású (lásd még az 5. fejezetet) fotoelektronok a kristály anód felé eső széleire vándorolnak, így a látens kép képződéséhez, illetve a fotolitikus ezüst kiválásához csak itt állanak rendelkezésre, ami egyúttal az elektronok részvételét a látens kép keletkezésében közvetlenül bizonyítja.

Legújabbban Klein és Matejecnek a leverkuseni AGFA művek kutatóinak hasonló elven, de mégis némiképp eltérőleg a rácsközi ezüstionok részvételét is sikerült kísérletileg közvetlenül bebizonyítani [7]. Ezt eddig, bár igen sok szerzőnek, de csak indirekt úton sikerült kísérletileg (a fényérzékenység hőfok függéséből, fotográfiai effektusokból, fotovezetőképesség mérésekből) bebizonyítani. Klein és Matejec Haynes és Shockleytől eltérően nem szinkronizált áramimpulzusokkal, hanem stacionárius, magasfeszültségű elektromos mezővel hatottak az ezüstháloid kristályra és így világították meg. A stacionárius elektromos térben a Frenkel hibák a kristály széleihez vándorolnak, és pedig a (pozitív) rácsközi ezüstionok a katód, a (negatív) ezüstion hiányhelyek az anódhoz. Így tulajdonképpen a kristályból egy dipólus képződik, mely a kívülről befektetett elektromos mezőt gyöngíti, illetve ideális esetben éppen kompenzálja.

Ha a kristályt ebben az ideális esetben világítjuk meg, akkor a fotoelektronokra természetesen nem hat elektromos mező. Ilyenkor ezeknek az eloszlása statisztikus lesz, míg a rácsközi ezüstionok a kristály katód felőli szegletén halmozódnak fel. A helyzet tehát éppen fordított, mint előbb. Az eredmény is fordított. Látens kép, illetve fotolitikus ezüst csak a katód felőli oldalon képződhetik, mivel a keletkezéshez szükséges rácsközi ezüstionok csak ott állnak rendelkezésre (4. ábra).



4. ábra. Látens kép keletkezése stacionárius elektromos térben megvilágított kristálynál. A fotolitikus ezüst fizikai előhívással lett láthatóvá téve. Fotolitikus ezüst kiválása gyakorlatilag mindenütt a katód felé eső oldalon történt.

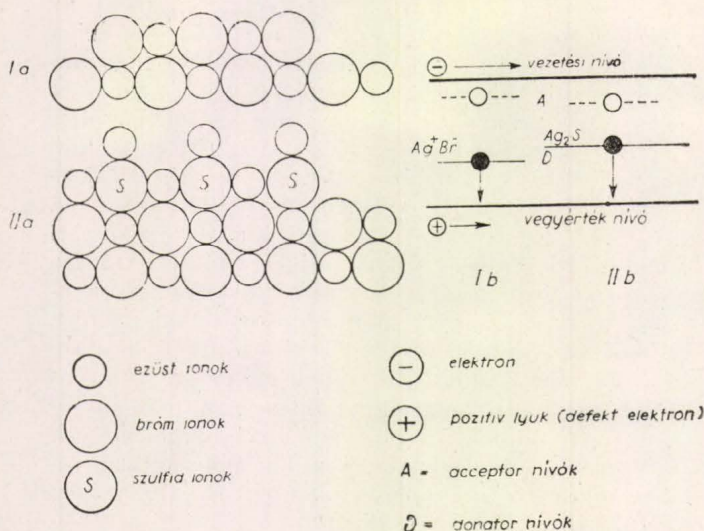
Ha az elektromos mező gyengébb, mint az ideális esetnek megfelelő, úgy a fotolitikus ezüst egy része statisztikus eloszlásban válik ki, ha azonban az alkalmazott, stacionárius elektromos tér elég erős, akkor az ezüstkiválás csaknem teljes egészében a katód felé eső oldalon történik, ami egyúttal közvetlen bizonyítéka a rácsközi ezüstionok részvételének a látens kép keletkezésében. A fenti kísérletekhez hasonlóan a fotolízisnél is potenciálkülönbség áll elő, mikor a foton hatására a pozitív és negatív töltés szétválik s melyet aztán a rácsközi ezüstionok mozgása kiegyenlít. Ettől az alapvető elvtől eltekintve, melyet újabban Gurney—Mott-féle elvnek neveznek, a látens kép keletkezés részletfolyamatait illetően súlyos kísérleti és elméleti nehézségek merültek fel, melyek a Gurney—Mott-elmélet további fenntartását lehetetlenné tették, noha az csaknem 15 éven át igen jó munkahipotézisnek bizonyult.

4. A Gurney—Mott-elmélet nehézségei

A legsúlyosabb nehézséget az elméletben a pozitív lyukak és az elektronok rekombinációjának lehetősége jelentette. Egyrészt ugyanis nem volt kísérleti bizonyíték arra, hogy a semleges érzékenységi gócok elektronokat fognak be, másrészt viszont, ha így is lenne, akkor az elektronok által negatíven feltöltött érzékenységi centrumok a rácsközi ezüstionokon kívül a pozitív lyukakat is magukhoz vonzanák, s az eredeti helyzet alakulna vissza. Mivel a pozitív lyukak mozgékonyaságára Luckey és West vizsgálatai szerint [8] egy nagyságrenddel nagyobb érték ($\sim 10^{-3}$ cm/Vsec) adódott ki, mint a rácsközi ezüstionok mozgékonyaságára ($= 4,8 \times 10^{-4}$ cm/Vsec, Ebert és Teltow [9]), az érzékenységi gócokon nem a látens kép felépülése, hanem éppen ellenkezőleg, a fotolitikus termékek rekombinációja következne be. Arra a kérdésre, hogy az érzékenységi gócok mégis miért nem szerepelnek rekombinációs centrumként, a Gurney—Mott-elmélet nem tudott választ adni.

Egy további súlyos nehézséget jelentett, hogy a rácsközi ezüstionok száma elenyészően kevés ahhoz, hogy a fotolízis folyamatát a fenti elképzelés szerint huzamosabb ideig fenntartsa. Ebert és Teltow [9] mérései szerint szobahőfokon a Frenkel hibák koncentrációja ezüstklorid kristályokban $3,10^8$, ezüstbromid kristályokban pedig $7,10^{11}$ cm³-ként. Ha figyelembe vesszük, hogy a fotemuális mikrokristályok átlagos térfogata 10^{-11} cm³-nek vehető, úgy kiadódik, hogy egy ezüstbromid kristályra átlagosan alig néhány Frenkel hiba jut. Ez a szám messze nem elegendő ahhoz, hogy megfelelő mennyiségű és méretű góc alakulhasson ki a kristályok felületén.

Ismeretes továbbá Haynes és Shockleynak már említett [6] kísérletei alapján, hogy a vezetési elektron élettartama ezüstoxiddal mesterségesen szennyezett ezüstbromid makrokristályokban 10^{-5} sec nagyságrendű. Hasonló eredményre jutott



5. ábra. Ezüstbromid kristály metszete sematikusan. Ia. Felületi brómionokat tartalmazó él. IIa. Felületen beépült szulfidionok. A fenti képződményekhez tartozó energianívók helyzete (Ib, IIb).

Webb [10] mikrokristályok vizsgálatánál. Ezzel szemben, a Haynes—Shockley-technikával igen nagy tisztaságú és hőkezelt kristályokban az elektron élettartama $5,10^{-9}$ sec-nál kevesebbnek adódott. Az ilyen kristályoknak igen csekély volt a fényérzékenysége is. Mi következik ebből? Egyrészt az, hogy a kristályrácsba beépült idegen góciók nem fognak be elektronokat, sőt jelenlétük az elektron élettartamát meghosszabbítja, másrészt viszont jelenlétük szükséges magasabb érzékenység eléréséhez.

A fenti tényeket összegezve Mitchell arra a következtetésre jutott, hogy a kristályba beépült szennyezések (ezüst, ezüstszulfid, szulfidionok) nem az elektronok, hanem a pozitív lyukak befogására szolgálnak, tehát éppen fordítva, mint ahogy azt a Gurney—Mott elmélet feltételezte. A rekombináció lehetősége természetesen ebben az esetben is felmerül, csak ellenkező értelemben, vagyis a pozitív lyukak által feltöltött gócióknak elektroncsapdaként kellene szolgálni. A rekombináció elmaradásának magyarázata egyik fő érdeme Mitchell elméletének.

5. A pozitív lyukak befogása Mitchell elmélete szerint

A fénymenergia vagy más energiárészek (pl. Röntgen-kvantumok) abszorpciója után az ezüst-haloid kristályokban elektronok és pozitív lyukak keletkeznek. Az elektronok mozgása igen gyors (Haynes és Shockley idézett [6] vizsgálatai szerint $49,5$ cm/Vsec, tehát $100\,000$ -szer nagyobb, mint a pozitív lyukaké), hatáskeresztmetszetük kicsi, szabad úthosszúságuk ennek megfelelően nagy, mintegy 10 rácspontot tesz ki. Az elektronok jelenléte és mozgása a fotolízisnél aránylag könnyen kimutatható. A pozitív lyukak csak rácspontból rácspontra tudnak mozogni s mozgásuk nem

mutatható ki olyan világosan, mint az elektronoké [11]. Mitchell feltételezi ez okból, hogy a pozitív lyukak előbb fogódnak be, mint az elektronok.

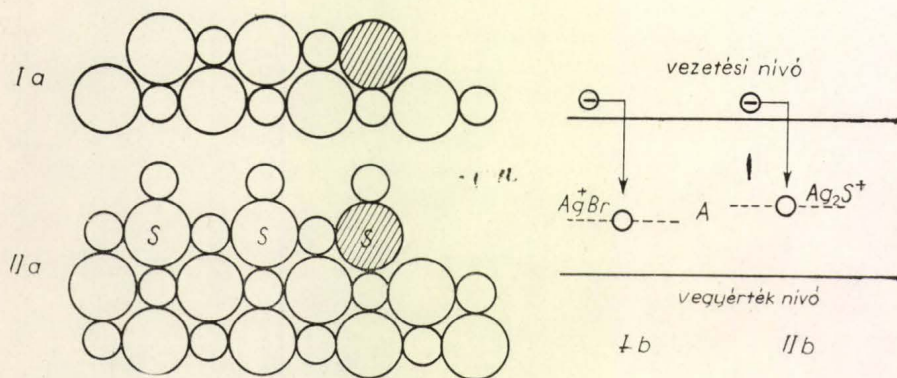
Mitchell szerint a pozitív lyukak befogása a) a kristályrács felületén az éleken, csúcsokon, szegleteknél elhelyezkedő bromidionoknál, továbbá b) a kristályrácsba beépült idegen anyagoknál, elsősorban az ezüstszulfidnál történik. A kristályrács felületén sem az ezüstionok, sem a bromidionok töltése nincs tökéletesen kompenzálva úgy, mint a kristály belsejében, ahol egy ezüstiont nyolc bromion és egy bromiont nyolc ezüstatom vesz körül. A felületen ez a kompenzálatlan töltés a bromidionok körül egy gyenge negatív töltésű erőteret hoz létre, mely az energia-diagramban lokális donátor (teli) nívóként jelentkezik, mely a tiltott sávban a vegyérték nívó felett van. Ennek megfelelően a felületi ezüstionoknak egy sekély, lokális akceptor (üres) nívó felel meg, mely a vezetési nívó alatt szintén a tiltott sávban helyezkedik el (5. ábra, Ib).

A kén beépülése a kristályrácsba történhetik a) homogénen, kétvegyértékű, negatív szulfidionok formájában halogén ionok helyére (a szulfidion feles negatív töltését halogénion hiányhely vagy rácsközi ezüstion keletkezése kompenzálja) vagy b) inhomogénen, Ag_2S formában. Ez utóbbira vonatkozóan a nézetek eltérők. Egyesek tagadják az utóbbi keletkezésének lehetőségét (lásd 9. §-t). A homogénen beépült szulfidionnal egy n-típusú félvezető alakul ki [12]. A kénion beépülése energetikailag szintén egy lokális donátor nívó kialakulását eredményezi, mely feles negatív töltése miatt igen hatásos csapda a pozitív lyukak befogására. A megfelelő nívó helyzete még magasabban van a tiltott sávban, mint a felületi brómionoké. A kénion akceptor nívója hasonlóan sekély, mint a felületi brómionoké (5. ábra, IIb).

Nagyjából hasonló a helyzet a többi „szennyezések” által létrehozott energianívóknál is. Ezeknek jelenlétét egyébként kísérletileg bizonyítja az a tény, hogy zselatin jelenlétében keletkezett ezüst-haloid (főleg kevés jodidot tartalmazó ezüstbromid) kristályok jelentős érzékenységet mutatnak vörös fényre, szemben a kötőanyag nélkül képződött kristályokkal. A lokális nívók kialakulása folytán ugyanis a tiltott sáv leszűkül, s így kisebb frekvenciájú fénykvantumok is képesek az elektront a vezetési nívóba emelni.

A pozitív lyukak befogását Mitchell szerint az energianívók helyzete és a krisztallográfiai viszonyok alapján a következőképpen magyarázhatjuk: 1. Az 5. ábra az ezüstbromid kristályrács metszetét mutatja felületi éllel (Ia), illetve beépült szulfidionokkal (IIa), továbbá mutatja még az energianívókat is (b).

2. A pozitív lyuk befogása után mindkét képződmény pozitív töltést kap és a tiltott zónában egy lokális, üres (akceptor) nívó marad vissza, mely mély csapdául szolgál az elektronoknak (6. ábra, Ib, IIb), s így rekombinációs centrumként kellene hatnia. Döntő jelentőségű tehát annak a magyarázata, hogy a fotoelektron miért nem fogó-



6. ábra. Az energianívók helyzete ezüstbromid kristályban a pozitív lyuk befogása után felületi brómion (Ia, b), illetve felületi szulfidion által (IIa, b).

dik be azonnal egy ilyen alacsony energianívón fekvő csapdába.

3. Ennek magyarázatára Mitchell feltételezi, hogy a befogott pozitív lyuk mellett levő ezüstion rácsközti helyzetbe jut és eldiffundál a felületről. Ezáltal egy negatív töltésű brómmolekulaion (Br_2^-) képződik, mely természetesen taszítólólag hat a szintén negatív töltésű elektronra, másrészt egy további pozitív lyuk odavonzása után brómmolekulát képez, mely el tud diffundálni és vagy a zselatinnal vagy az érzékenységi ezüstgócokkal irreverzibilisen elreagál. Ily módon a rekombináció lehetősége megszűnik. Az AgS molekula képződés egy acceptor nívó bevezetését jelenti, de ez igen sekély ahhoz, hogy mély csapdálul szolgáljon az elektronoknak, másrészt a pozitív lyuk egy teli nívó képződésével igen erősen van megkötve, úgyhogy a fotoelektronnak és a rácsközti ezüstionnak van ideje egyesülni. A sekély acceptor nívók következtében (7. ábra, Ib, IIb) rekombináció egyik esetben sem jön létre.

Fenti magyarázat feloldja azt a nehézséget is, amit a rácsközti ezüstionok utánpótlása jelent a fotolízis folyamán, minthogy eszerint a fotolízis folyamatának nem csupán a fotoelektron és a pozitív lyuk, hanem egy rácsközti ezüstion is a terméke.

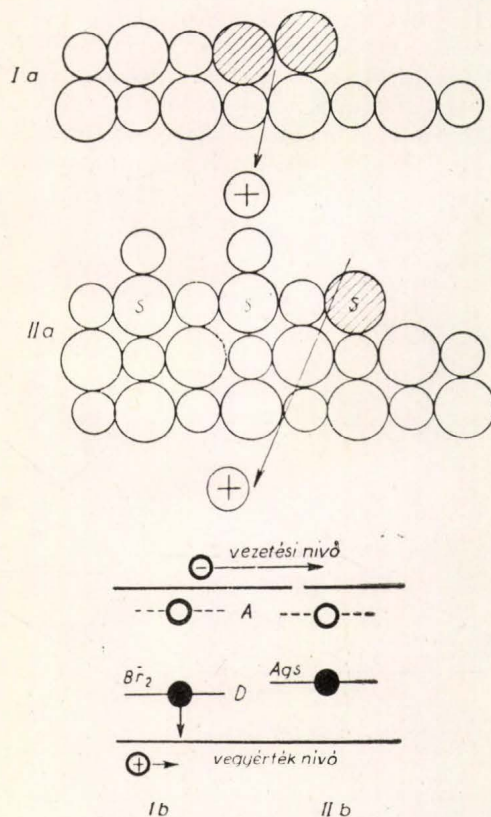
6. A fotoelektronok és ezüstionok reakciója. A látens alkép keletkezése

A pozitív lyukak sorsát előbb tárgyaltuk, mivel a Gurney—Mott-elméletben ez okozott a legtöbb nehézséget, a látens kép keletkezését azonban tulajdonképpen a folyamat másik része képezi, vagyis a fotoelektronoknak és a rácsközti ezüstionoknak a reakciója ezüstatommá, illetve ennek a folyamatnak megismétlődésével az ezüstgócok felépülése.

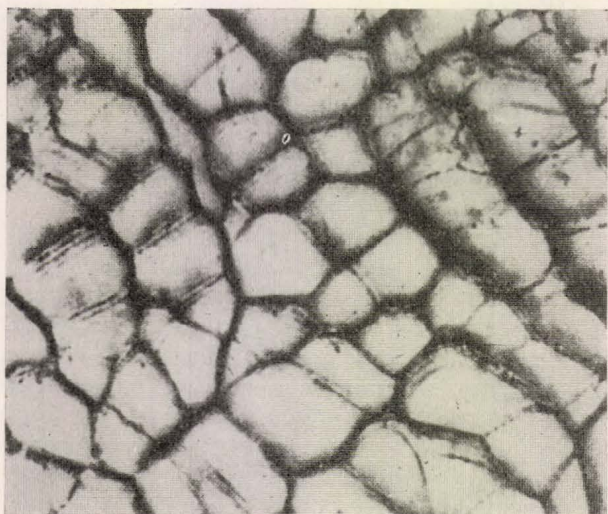
Ezzel kapcsolatban igen értékesek azok a krisztallográfiai vizsgálatok, melyeket Mitchell és munkatársai makroszkópos ezüsthaloid kristályokon végeztek, melyeket ezüsthaloid, elsősorban ezüstbromid vagy néhány mol % jodid tartalmú ezüstbromid kristályok olvadékából állítottak elő. Nevezetesen Hedges és Mitchell [13] kimutatták, hogy a makroszkópus ezüstbromid kristályokon egymáshoz illeszkedő, sokszögekhez hasonló finom

szerkezet (substructura) mutatkozik és a fotolitikus ezüst első sorban ezeknek a szabálytalan sokszögekhez hasonló blokkoknak határain (subboundaries) válik ki (8. ábra). Evans és Mitchell [14] a blokk szerkezetet emulziós mikrokristályoknál is megállapították és kimutatták, hogy a kristályfelületek maratással ugyanott támadhatók meg legkönnyebben, ahol a fény is hat, jelölésnek, hogy ott van a legnagyobb rendezetlenség a kristályfelületeken s ennek folytán ezek a helyek rendelkeznek legna-

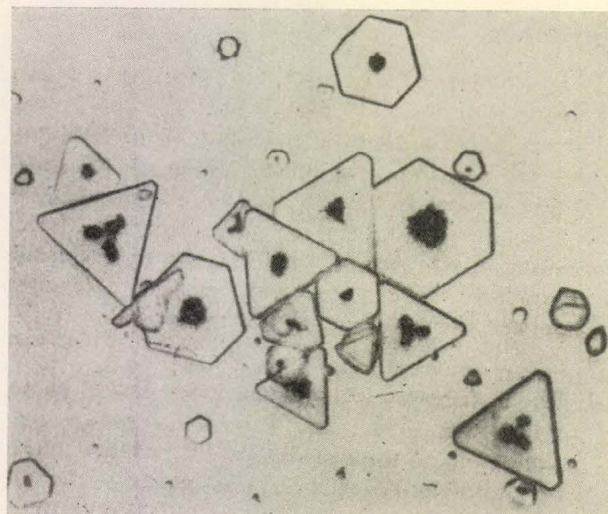
gyobb reakcióképességgel. Ezek a rendezetlenségek geometriai természetűek. Ilyenek az eltolódások (dislocation), teraszszerű bemélyedések (terrace depression), csavartengelyek (screw axis) stb., melyek a tökéletlen kristályosodás eredményei (9. ábra). Emulziós mikrokristályoknál (jodid tartalmú ezüstbromid kristályok) ezek a helyek főleg a kristályok közepén keletkeznek, mivel itt a legnagyobb a feszültség. Kezdetben ugyanis nagyobb oldhatatlansága miatt az ezüstjodid csapódik ki, s az így keletkezett kristálygócokra válik ki az ezüstbromid. Ezért a kristályok közepe a legdúsabb jodidban, míg a szélek felé haladva a jodid



7. ábra. Ezüstbromid kristály metszetei (Ia, IIa) és a hozzájuk tartozó lokális energianívók (Ib, IIb) a befogott pozitív lyuk melletti ezüstion rácsközti helyzetbe menetele után. (Jelölések azonosak az 5. ábráéval.)



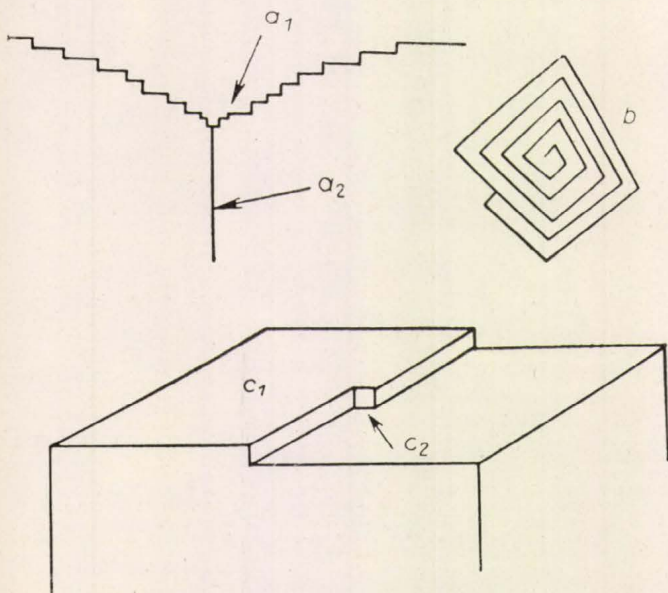
8. ábra. Fotolitikus ezüstkiválás a blokkstruktúra határain makroszkópikus ezüstbromid kristálynál Mitchell szerint.



10. ábra. Felületi látenspek elhelyezkedése ezüsthaloïd mikrokristályokon.

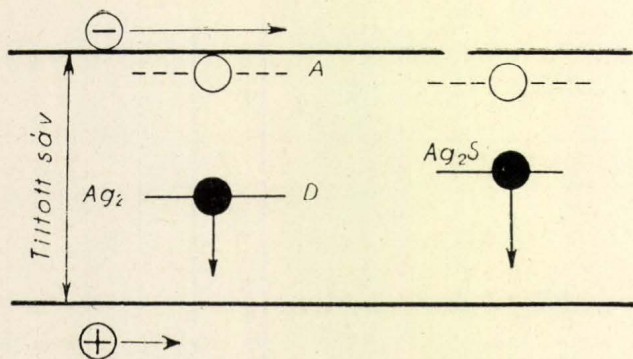
tartalom fokozatosan csökken. A legnagyobb rendezetlenség tehát a közepén van már csak azért is, mivel a kiválás kezdetén az oldat erősen túl van telítve (10. ábra).

Ezeknél a rendezetlenségeknél, éleken, csúcsokban, szegletekben elhelyezkedő ezüstionok önmagukban véve nem képeznek elég mély csapdát (lásd 5. ábra 1b) a fotoelektronok számára. Egy rácsközti ezüstion is aránylag csekély kölesónhatásban van az elektronnal. Simpson számításai szerint [15] ugyanis az elektron kötési energiája a rácsközti ezüstion elektromos terében mindössze 0,08 eV, tehát gyakorlatilag elhanyagolhatóan kevés.



9. ábra. Geometriaï kristályhibák sematikusan. a_1 = teraszos bemélyedés belső zónahatárral = a_2 (metszetben), b = csavartengely (felülnézetben), felületi teraszok (c_1) éllel és szeglettel (= c_2)

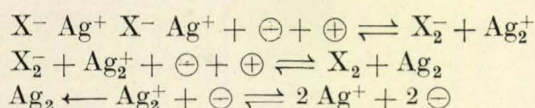
Ilyenformán tehát az ezüsthaloïd kristályban hatásos elektron csapda nincsen. Mitchell feltételezi, hogy ha a felületi ezüstionok közelébe egy rácsközti ezüstion jut, akkor a pozitív potenciál „kút” az éleken és szegleteken kimélyül, s így a rácsközti ezüstion egy felületi ezüstionnal társulva már képes maguk közé húzni az elektront. Az így létrejött képződmény tulajdonképpen egy ezüstionra adszorbeált ezüstatom, melyet Ag_2^+ szimbólummal szokás jelölni. Ezt a képződményt Mitchell látens előkép csírának nevezi (latent preimage speck). Ennek a képződménynek élettartama még aránylag rövid: 10^{-5} és 1 sec között van szobahőfokon és mélyebb csapdát jelent a fotoelektron számára, mint egy egyszerű felületi ezüstion. Mint említettük ugyanis, a felületi ezüstionok töltése nincs teljesen semlegesítve a környezet által, s így a felületi ezüstion polarizáló hatást gyakorol környezetére. Ez a polarizáló hatás az ezüstion pozitív töltése folytán a környéken, mint negatív elektromos tér jelentkezik s ez az oka annak, hogy a felületi ezüstionok csak mint sekély elektroncsapdák jönnek számításba. Ha azonban a pozitív töltésegység két ezüstion között (Ag_2^+) oszlik meg, akkor természetesen a polarizáló hatás is csökken, s így a csapda is mélyebb lesz, úgyhogy egy további elektron befogásával 2 ezüstatomból álló semleges képződmény keletkezhetik (Ag_2), melyet Mitchell azonosít a latens alképpel s mely a legkisebb stabil képződménynek felel meg. Ismereteseek ugyanis Webb [16] és Katz [17] vizsgálataiból, hogy a legkisebb stabil fotolitikus termék 2 ezüstatomból álló képződmény lehet. Ezt a képződményt nevezték el Berg és Burton [18] javaslatára látens alképnek s ennek az energiadigramban egy olyan lokális nívó felel meg, melynek teli szintje 1,54 eV-al fekszik a vezetési nívó alatt a tiltott sávban (11. ábra). Az acceptor nívó helyzetéből következik, hogy a látens alkép



11. ábra. A látens alkép és az ezüstsulfid energianívóinak helyzete. (Jelölések, mint a 4. ábránál.)

csak sekély csapda az elektronok számára. A donátor nívó helyzete folytán viszont alkalmas mély csapda a pozitív lyukak számára. Itt tehát újból fenyeget a rekombináció veszélye. Mitchell ezt a nehézséget úgy hidalja át, hogy a nagyjából azonos helyen (de a pozitív lyukak számára valamivel mélyebben) fekvő ezüstsulfid energianívók szerepére mutat rá. Ezek, mint arról már volt szó, alternatív csapdákat képeznek a pozitív lyukak számára és Mitchell szerint fő szerepük éppen abban rejlik, hogy megóvják a látens alképet a visszaalakulástól.

A látens alkép kialakulását tehát Mitchell szerint [19] vázlatosan a következőképp írhatjuk le:



ahol \ominus = elektron

\oplus = pozitív lyuk (defektelektron)

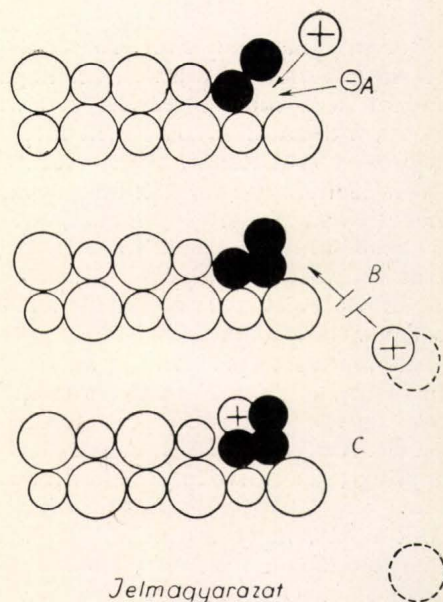
X^- = halogén ion

7. A teljes látens kép kialakulása

A stabil látens kép kialakulása az alképből Mitchell elképzelése szerint a következő fozozatokban történik: 1. Az alképből előbb egy rácsközi ezüstion, majd egy elektron befogása folytán három ezüstatómból álló semleges képződmény keletkezik (12. ábra A, B).

2. Ez egy további ezüstiont adszorbeál a környezetéből, mire egy tetraeder szimmetriájú képződmény keletkezik, mely egyúttal pozitív töltésű. A szükséges elektroneutralitást a visszamaradt üres ezüstion rácspont (Frenkel hiba) negatív töltése biztosítja (12. ábra C).

Ez a tetraederes képződmény Mitchell szerint a tulajdonképpeni látens kép csíra, helyesebben ennek az elképzelhető minimális mérete. A pozitív töltés igen lényeges (szemben a Gurney—Mott-elmélet semlegesnek vett gócaival), mivel így a látens kép csíra további elektront tud befogni és hasonló mechanizmussal tovább tud épülni, másrészt a pozitív töltés akadályozza a rekombinációt is a pozitív lyukakkal.



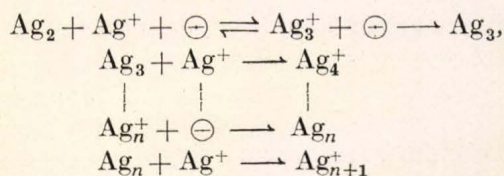
Jelmaagyarázat

- \circ ezüstion hiányhely
- \oplus rácsközi ezüstion
- \bullet ezüstatom
- \ominus elektron

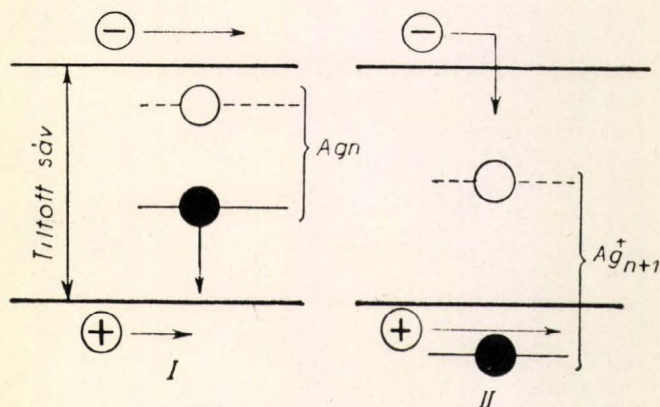
12. ábra. A minimális méretű látens kép kialakulása a látens alképből.

- \oplus rácsközi ezüstion,
- \bullet ezüstatom \circ ezüstion hiányhely.

A növekedés folyamatát sematikusán a következőképpen írhatjuk fel:



Az energianívók helyzetét ezalatt a folyamat alatt a 13. ábra mutatja. Az I. eset mutatja az



13. ábra. A látens kép energia nívóinak helyzete töltetlen (I) és pozitív töltésű (II) állapotban.

ezüstatomokból álló semleges képződmény donator és acceptor nívóinak helyzetét. Ekkor a kristályfelület éleire, szegleteire adszorbeált képződmény elektronokat nem tud befogni, mert az acceptor nívó sekély, a donator nívó viszont mély csapdát képez a pozitív lyukaknak, mint erről már az alképnél volt szó. Hogy töltetlen állapotban a csíra miért nem reagál pozitív lyukakkal, azt Mitchell az ezüstsulfid regressziógátló hatása mellett még azzal magyarázza, hogy az adszorpció ezüstionokkal elfoglalt élek és szegletek mellett történik, melyek a pozitív lyukakra taszítólag hatnak.

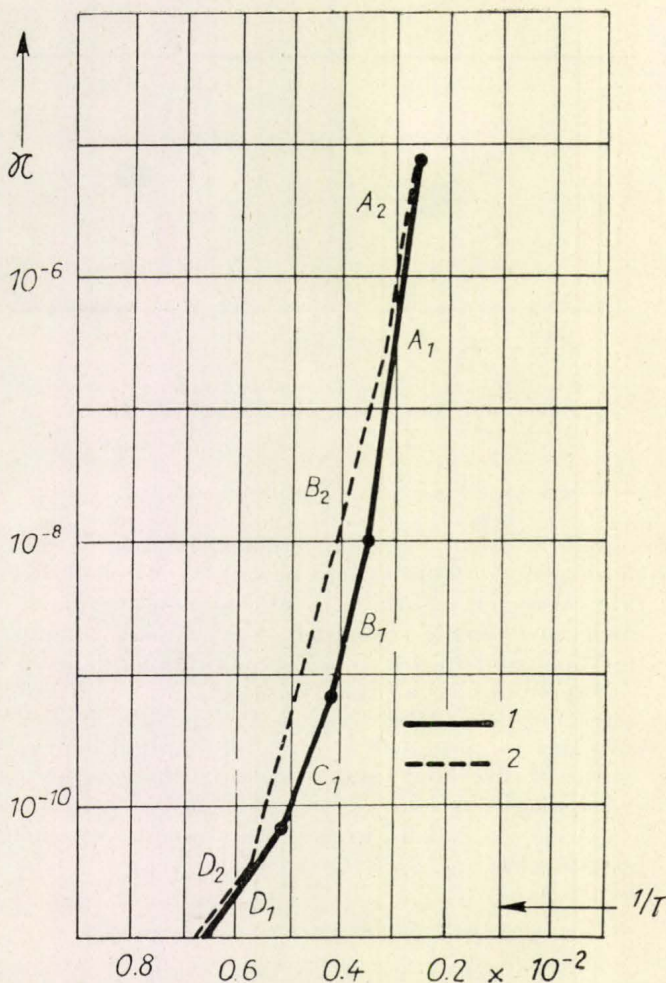
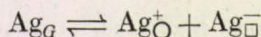
Az ezüstion adszorpciója után az energianívók helyzete olyan, hogy a csíra most elektront tud adszorbeálni, de pozitív lyukra taszítólag hat (13. ábra II). A nívók emelkedésének és süllyedésének ez a játéka successive folyik a csíra növekedése folyamán.

Látjuk tehát, hogy Mitchell elképzelései szerint a helyzet éppen fordított, mint a Gurney—Mott-elméletnél. Ott ugyanis feltételezték, hogy az elektronbefogás által negatívvá lett göcök vonzzák magukhoz a rácsközi ezüstionokat. Itt viszont az ezüstcsírák adszorbeálnak üres ezüstion rácsponthoz keletkezése közben ezüstionokat, s az így nyert pozitív töltésük miatt vonzzák magukhoz a fotoelektronokat. A helyi töltéskülönbségek azáltal egyenlítődnek ki, hogy a pozitív lyukak befogási helyén rácsközi helyzetbe kerülő ezüstionok az elektron befogási helyére vándorolnak s ott a keletkezett üres ezüstion rácsponthoz rekombinálnak. A rácsközi ezüstionoknak az ezüstcsírákon való adszorpciója tehát egy igen fontos feltétel, melynek fontos a kísérleti bizonyítása az elmélet szempontjából. Erre alkalmasak R. Matejecnek, a leverkuseni AGFA művek kutatójának vezetőképességi kísérletei [20], melyek szerint az ezüst csírák az ezüstháloiddal akkor vannak hőmérsékleti egyensúlyban, ha ezüstionokat adszorbeálnak.

8. Rácsközi ezüstionok adszorpciója ezüstháloiddal kristályok ezüstgócain

Matejec ezüstsulfid egykristályok vezetőképességét vizsgálta $-183\text{ }^{\circ}\text{C}$ és $+150\text{ }^{\circ}\text{C}$ között. Azt tapasztalta, hogy a vezetőképesség logaritmusának és a reciprokhőmérsékletnek a grafikonja egymáshoz csatlakozó, különböző hosszúságú és a koordinátákhoz képest különböző hajlásszögű egyenesekkel adható meg (14. ábra 1. görbe).

A görbe legfelső (A) szakaszához tartozó vezetőképesség (kb. $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ -tól szobahőfokig) a Frenkel hibáktól származik. (Schottky hibák = halogénion hiányhelyek koncentrációja csak az olvadáspont alatti hőmérsékleteken lesz számottevő, így a fotolízis szempontjából nem játszik szerepet). Szobahőfokon és nem túlságosan efölött minden hőfoknak megfelel egy Frenkel hibahely egyensúly, miszerint:



14. ábra. — $183\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra hirtelen lehűtött ezüstsulfid kristály vezetőképességének hőfok függése ($\log \kappa - 1/T$) Matejec szerint. 1. Tiszta kristály, 2. $0,01\%$ CdBr_2 -t tartalmazó kristály.

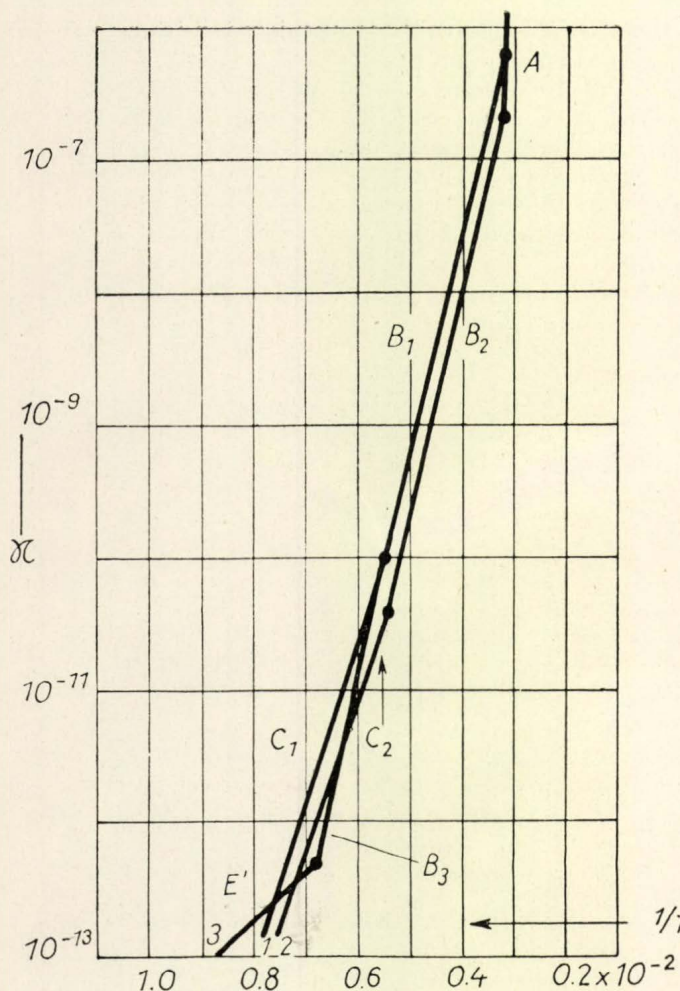
ahol Ag_G = ezüstion rácsponthoz, Ag_O^+ = rácsközi ezüstion, Ag_\square^- = ezüstion hiányhely.

Ha a fenti egyensúlyra a tömeghatás törvényét felírjuk, akkor azt kapjuk:

$$n_{\text{Ag}_O^+} \cdot n_{\text{Ag}_\square^-} = f_F(T)$$

mely azt mondja, hogy a rácsközi ezüstionok koncentrációjának ($n_{\text{Ag}_O^+}$) és az ezüstion hiányhelyek koncentrációjának ($n_{\text{Ag}_\square^-}$) szorzata egy adott hőmérsékleten állandó.

Ezt az egyensúlyt gyors lehűtéssel be lehet fagyasztani. Ha pl. a kristályt $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ról hirtelen $-183\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra hűtjük, akkor az egyensúly az alacsony hőmérsékleteken is a $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nak felel meg. Mivel az egyensúly ezeken az alacsony hőfokokon igen lassan áll be, azért nem túlságosan lassú felmelegítés (Matejec kísérleteiben $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ percenként) esetén konstans Frenkel hibahely koncentrációval számolhatunk, úgyhogy a vezetőképességet ilyenkor csak a zavarhelyek mozgékonyasága szabja



15. ábra. 0,01% ezüstsulfid tartalmú ezüstbromid egykristály vezetőképességének hőfok függése. 1. +380 C°-ról -183 C°-ra hirtelen lehűtött kristály vezetőképességi görbéje. 2. -183 C°-on megvilágított és utána 10 percig +20 C°-on tartott kristály vezetőképességi görbéje. 3. +20 C°-on megvilágított kristály vezetőképességi görbéje.

meg. A B-szakaszon az ezüstion hiányhelyek, a C-szakaszon pedig a rácsközti ezüstionok vezetőképességének hőfok függését kapjuk. A görbe D és E szakasza Matejec szerint elektronikus zavarhelyekre vezethető vissza. Jelen fejtegetéseink szempontjából ezek nem játszanak szerepet.

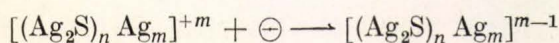
Az egyes szakaszok hovatartozandóságát a következőképpen lehetett megállapítani. Kétvegyértékű ionoknak pl. cadmium ionoknak (Cd^{++}) az ezüsthaloid rácsba való beépítésével az ezüstion hiányhelyek száma nő az okból, hogy az egyvegyértékű ezüstion (Ag^+) helyére beépült kétvegyértékű ion pozitív töltésfeleslege semlegesítődjön (az Ag^- töltése negatív). Ha viszont az Ag^- koncentrációja nő, úgy az egyensúlyi feltétel értelmében az Ag^+ -nek csökkenni kell. Ilyen esetekben Matejec valóban megfigyelte, hogy a B szakasz hossza nőtt, a C szakasz pedig csökkent, sőt a Cd^{++} koncentrációnak egy bizonyos határon túl való növelésével el is tűnhetett (14. ábra 2.

görbe) jeléül annak, hogy a rácsközti ezüstionok száma csökkent, míg az ezüstion hiányhelyeké nőtt.

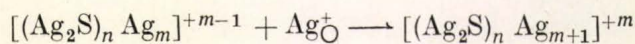
Ugyanezt a jelenséget lehetett megfigyelni abban az esetben is, ha egész vékony ezüsthaloid kristályok felületére ezüstöt, aranyat vagy ezüstsulfidot választottak le, vagy megvilágítással idéztek elő fotolitikus ezüst kiválást. A C szakasz rövidülése ilyenkor a rácsközti ezüstionok immobilizációjának az eredménye, mely azáltal jön létre, hogy az ezüst, arany vagy ezüstsulfid gócek rácsközti ezüstionokat adszorbeálnak, melyek így természetesen a vezetésben már nem vehetnek részt.

Ha pl. egy ezüstbromid kristály viselkedését vizsgálták, melybe kis mennyiségű ($< 0,01\%$) ezüstsulfid volt inhomogénen beépítve, akkor a következőket tapasztalták: 1. -183 C°-nál megvilágított kristály esetében a B és C részgörbék nem mutattak eltérést a megvilágítatlan kristályhoz képest (15. ábra 1. görbe). A C szakasz természetesen hosszabb az ilyen kristályokban, mint a tiszta ezüstbromid kristályban, mivel a beépülő kétvegyértékű szulfidionok (S^{--}) negatív töltésfeleslegét rácsközti ezüstionok keletkezése kompenzálja. (A helyzet fordítottja az előbb említettnek, mikor cadmium ionokat építenek be.) — 2. Ha a -183 C°-on megvilágított kristályokat rövid ideig +20 C°-ra melegítették és utána mérték meg hasonlóan a vezetőképességet, úgy a C szakasz hossza lerövidült jeléül annak, hogy a magasabb hőfokon a rácsközti ezüstionok már mozgékonyak voltak és az ezüst/ezüstsulfid csírákhoz diffundálva adszorbeálódtak, s így koncentrációjuk a kristályban lecsökkent. Ennek megfelelően az ezüstion hiányhelyek koncentrációja (B szakasz hossza) nőtt (15. ábra 2. görbe).

Fenti eljárással a rácsközti ezüstionok és az elektronok reakciója tulajdonképpen két lépésre lett szétválasztva. Az alacsony hőmérsékletű megvilágításnál a csírák pozitív töltését a befogott fotoelektronok csökkentik pl.



Szobahőfokra melegítve a rácsközti ezüstionok adszorpciójával és a csírán való elreagálásával az egyensúly ismét helyreáll s a csíra közben megnő:



Még erősebb a hatás, ha a megvilágítás is szobahőfokon történik (15. ábra 3. görbe). Ilyenkor egy elektronikus zavarhely (E') keletkezése is megfigyelhető volt (lásd még 14. ábra D, E szakaszok).

Itt fontos még megjegyezni, hogy az ezüst és ezüstsulfid, illetve ezek kombinációjából származó gócek feltöltődése statisztikus, vagyis előfordulnak töltetlen vagy kevésbé töltött gócek is, melyek ilyen állapotban pozitív lyuk csapdaként szolgálhatnak Mitchell elképzelése szerint (lásd erre vonatkozólag még a következő fejezetet).

9. A Mitchell-elmélet szovjet kritikája

Noha ma már a Mitchell-elmélet úgy tekinthető, mely a Gurney—Mott-elmélet helyébe lépett, mégis, mint minden elméletnek, vannak gyöngéi oldalai. Újabban szovjet részről K. V. Csibiszov [21] gyakorolt kritikát és az elmélet egyes pontjai ellen szovjet kutatási eredmények alapján nehézségeket támasztott.

Eszerint különbség van azok közt a körülmények közt, melyeknél a modellanyagul használt egykristályok és az emulziós mikrokristályok képződnek. Ez utóbbiak a keletkezés első fázisában egy erősen túltelített oldatból válnak ki zselatin jelenlétében, mely gazdag forrása az idegen anyagoknak, az ún. fotográfiaiilag aktív „szennyezéseknek”. Így módon az emulziós mikrokristályok nem csupán kristályosodási tökéletlenségek formájában rendelkeznek aktív helyekkel, hanem igen nagyszámú idegen anyag van chemoszorpció folytán a kristályok felületén diszpergálva, sőt ilyen centrumok képződhetnek a kristály belsejében is, melyeket azután a kristály növekedés közben bezár. Ez a nézet eltér Mitchellétől, aki szerint a kristály belsejében csak a blokkstruktúra határain lehetséges fotolitikus termékek kiválása. Ezek a belső gócok a felület aktív helyeivel versenyezve foghatnak be elektronokat, miáltal a felületi centrumok hatásosságát csökkentik. Ezzel együtt jár természetesen a fényérzékenység csökkenése.

Egy további kifogás a kénvegyületek szerepét illeti. Csibiszov és munkatársainak kinetikus vizsgálatainál [22] nem sikerült az emulziók második érlelésénél párhuzamot kimutatni a kénvegyületeknek a szilárd fázisra való átmenetele és a fényérzékenység növekedése között, ami pedig várható lenne, ha az ezüstsulfidnak valóban szerepe van a pozitív lyukak befogásában. A Csibiszov-iskola szerint az ezüstsulfidnak csupán katalitikus hatása van a látenskép kialakulásában, vagyis jelenléte a folyamatot gyorsítja, de az elérhető maximális fényérzékenységre nincs hatással.

A látens kép csíráinak minimális mérete Varsaver, Kraus és Csibiszov [23] vizsgálatai szerint nagyobb kell, hogy legyen, mint azt Mitchell feltételezi. Ezt abból következtetik, hogy az érzékenység növekedésének spektrális eloszlása nem azonos a második érlelés folyamán. A vörösérzékenység növekedése „lemerad” a kék és az általános érzékenység mögött. Mivel a vörösérzékenység az ezüst csírák keletkezésének következménye, fel kell tételezni, hogy még nem elég nagyok ahhoz, hogy az előhívást megindítsák vörös fényrel való megvilágítás után, holott méretüknek

ilyenkor már nagyobbak kell lenni, mint a tetraederes képződmény.

Végül Csibiszov szerint Matejeczhez hasonlóan, az idegen gócok szerepe nem csupán az, hogy pozitív lyukakat fogjanak be, hanem az ezüstatomok gyűjtőhelye is, tehát a Gurney—Mott-féle elmélet szerinti funkciót is betölthetnek. A két ellentétes funkció hányadát bizonyos statisztikus megoszlás szabja meg, mely az ilyen neutrális, illetve pozitív töltésű centrumok egymással való egyensúlyi állapotából ered.

Dr. Evva Ferenc

Forte Fotokémiai Ipar V.
kutató laboratóriuma. Vác

IRODALOM

1. Gurney R. W., R. T. Mott, Proc. Roy. **164A**, 151, (1938).
2. Eggert J., Z. Elektrochem. **32**, 491, (1926).
3. Szimán O., Barabás—Gróh: A fényképezés kézikönyve (1. kiadás, 193—206 o.), Barna T., Kép és Hangtechnika, **2**, 3, (1956), Evva F., Magyar Kémikusok Lapja **11**, 151, (1956).
4. Sheppard S. E., Photogr. J. **65**, 380, (1925).
5. Berg W. F., J. Photogr. Sci. **1**, 2, (1953).
6. Haynes J. R., W. Shockley, Phys. Rev. **82**, 935, (1951).
7. Klein E., R. Matejec, Z. Elektrochem. **63**, 883, (1959).
8. Luckey G. W., W. West, J. Chem. Phys. **24**, 879, (1956).
9. Ebert I., J. Teltow, Ann. Phys. Leipzig, **15**, 268, (1955).
10. Webb J. R., J. appl. Phys. **26**, 1309, (1955).
11. Brown F. C., Phys. Rev. **97**, 355, (1955).
12. Shockley W., A félvezetők elektronfizikája, Bp. 1958, 29—30 o.
13. Hedges J. M., J. W. Mitchell, Phil. Mag. **44**, 357, (1953).
14. Evans T., J. W. Mitchell, Defects in Crystalline Solids, Phys. Soc. (1955) 409.
15. Simpson J. H., Proc. Roy. Soc. **197A**, 269, (1949), **231A**, 308, (1955).
16. Webb J. R., J. Opt. Soc. Amer. **40**, 3, (1950).
17. Katz I., J. chem. Phys. **17**, 1132, (1949), **18**, 499, (1950).
18. Berg W. F., P. C. Burton, Photogr. J. **88B**, 84, (1948).
19. Mitchell J. W., J. Photogr. Sci. **5**, 49, (1957).
20. Matejec R., Z. Physik **148**, 454, (1957).
21. Csibiszov K. V., J. Photogr. Sci. **7**, 41, (1959).
22. Szimán O., Evva F., Fizikai Szemle **6**, 14, (1956).
23. Varsaver B. G., L. Ja. Kraus, K. V. Csibiszov, Zsurn. naucs. prikl. Fotogr. **2**, 413, (1957).

Az atommagok Coulomb-gerjesztése

Az utóbbi években a magspektroszkópia sok értékes adatot nyert a Coulomb-gerjesztési kísérletek során. A magnívók élettartamának mérése késleltetett koincidencia elven csak 10^{-10} , 10^{-11} sec élettartamokig lehetséges. Az ennél rövidebb élettartamok meghatározására még két lényeges módszert találunk az irodalomban. Az egyik a γ sugarak rezonanciaszórása, illetve rezonancia-abszorpciója, a másik a Coulomb-gerjesztés. Mindkét módszer már 10^{-12} , 10^{-13} sec-os élettartamok mérését is lehetővé tette. A kettő közül most a Coulomb-gerjesztéssel szeretnék részletesen foglalkozni.

A Coulomb-gerjesztés mechanizmusa

Coulomb-gerjesztésnek nevezzük azt a magfizikai folyamatot, amelynél a töltött nehéz részekkel (p, α, d, \dots) bombázott atommagok gerjesztett állapotba kerülnek anélkül, hogy a bombázó részek bejutnának a magba. A bombázó részecskék ugyanis időben gyorsan változó elektromágneses teret hoznak létre a mag helyén és az így keletkezett elektromágneses sugárzás gerjeszti a magot. A gerjesztett atommagok γ -sugárzással vagy belső konverzió révén mennek át alapállapotba. Ennek a folyamatnak a vizsgálata megadja a Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetét és felvilágosítást nyújt a magnívók speciális tulajdonságairól.

A következőkben a Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetét mutatjuk be félklasszikus közelítésben. E közelítés használatát indokolja, hogy egyrészt szemléletesebb, másrészt az általunk vizsgált területen ugyanazokat az eredményeket szolgáltatja, mint az exact kvantummechanikai tárgyalás.

A klasszikus kép szerint a bombázó részecskék hiperbola pályákon mozognak a mag Coulomb-terében.

Tegyük fel, hogy a bombázó részecskéknek a gerjesztésnél bekövetkezett energiavesztése elhanyagolható a teljes kinetikus energiájukhoz képest. (Ez a feltevés az esetek túlnyomó részében jogos.)

Ekkor a differenciális szórás hatáskeresztmetszetet a Rutherford-szórás kifejezésével adhatjuk meg: [1]

$$d\sigma_R = \frac{1}{4} a^2 \sin^{-4} \left(\frac{\vartheta}{2} \right) d\Omega$$

ahol $a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2}$ (= centrális ütközésnél a mag és részecske közötti legkisebb távolság fele), $m =$ a mag és a részecske redukált tömege, Z_1, Z_2 a töltésük, ϑ pedig a szóródási szög.

A gerjesztési hatáskeresztmetszet kiszámításához figyelembe kell vennünk a szórás mellett a

gerjesztés valószínűségét. Tehát a differenciális gerjesztési hatáskeresztmetszetet a következő alakban írhatjuk fel:

$$d\sigma = P \cdot d\sigma_R$$

ahol P jelzi annak a valószínűségét, hogy a mag gerjesztett állapotba került abban a folyamatban, ahol a részecske a $d\Omega$ térszögbe szóródott. A P valószínűség kifejezése két részből fog összetevődni. Egyrészt figyelembe vesszük a bombázó részecske által keltett elektromágneses tér spektrális eloszlását, vagyis azt, hogy ott a különböző multipolrendű elektromos és mágneses sugárzások milyen valószínűséggel vannak jelen. Másrészt szerepelni fog egy az atommagra jellemző tényező, amely azt mondja meg, hogy a mag milyen sugárzást fog abszorbeálni a legnagyobb valószínűséggel. A P tehát ennek a két valószínűségnek p_1 és p_2 -nek a szorzatából áll.

$$d\sigma = p_1 p_2 \cdot d\sigma_R$$

A teljes $d\sigma$ hatáskeresztmetszet tulajdonképpen az elektromos és mágneses gerjesztésekből tevődik össze, és

$$d\sigma = d\sigma_E + d\sigma_M$$

alakban írható fel, ahol az egyes tagok már a különböző multipolrendűkre összegezett kifejezések. A $d\sigma_E$ tag a következő kifejezés rövidítése:

$$d\sigma_E = \sum_{\lambda} d\sigma_{E\lambda}$$

ahol $E\lambda$ a λ multipolaritású elektromos gerjesztést jelöli.

Beszéeljünk most csak az elektromos gerjesztésekről, a $d\sigma_{E\lambda}$ hatáskeresztmetszetről, ti. a $d\sigma_M$ kiszámítása és végeredménye is teljesen analóg ezzel.

A $d\sigma_{E\lambda}$ kifejezésre az időtől függő perturbációszámítás felhasználásával a következő eredményt kapjuk: [1]

$$d\sigma_{E\lambda} = \frac{16\pi^2(m_0 v^2)^2}{\hbar^2(Z_2 e)^2} \cdot df(E\lambda) \cdot B(E\lambda) \cdot d\sigma_R$$

ahol $df(E\lambda)$ felel meg a fentemlített p^1 valószínűségnek, $B(E\lambda)$ pedig p_2 -nek. $B(E\lambda)$ -val a következő kifejezést jelöljük:

$$B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \sum_{M_i, M_f} |\langle I_i M_i | \mathfrak{M}(E\lambda; \mu) | I_f M_f \rangle|^2$$

amely az $E\lambda$ multipolrendű sugárzási átmenettel (az I_i spinű kezdeti állapotból az I_f spinű végállapotba) kapcsolatos redukált átmeneti valószínűséget jelenti (M_i és M_f a kezdeti és végállapot mágneses kvantum számai).

A $d\sigma_{E\lambda}$ kifejezést integrálva minden szórás irányra megkapjuk a totális elektromos gerjesztési hatáskeresztmetszetet. A Coulomb-gerjesztési fo-

lyamatra az elektromos, illetőleg a mágneses multipolsugárzás paritástörvénye és az ottani kiválasztási szabályok érvényesek.

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq |I_i + I_f|$$

$$\pi_i \pi_f = \begin{cases} (-1)^\lambda E \lambda & (\text{elektromos gerjesztés}) \\ (-1)^{\lambda+1} M \lambda & (\text{mágneses gerjesztés}) \end{cases}$$

ahol I_i és I_f a magspinek a kezdeti és végállapotokban π_i és π_f ugyanazon állapotok paritásértékei.

A sugárzási átmeneteknél alkalmazott összefüggésekhez hasonlóan itt is kapcsolatba hozható a gerjesztési hatáskeresztmetszet és gerjesztett állapot sugárzással való lebomlásának gyorsasága, azaz a gerjesztett állapot élettartama. Az átmeneti valószínűséget a következő alakban írhatjuk fel:

$$T = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} B(E\lambda; I_f \rightarrow I_i)$$

(Az $I_f \rightarrow I_i$ kifejezés itt azt jelöli, hogy az I_f spinű gerjesztett állapotból az I_i alapra való átmenet redukált átmeneti valószínűségéről van szó.) A gerjesztésre és a bomlásra vonatkozó redukált átmeneti valószínűségek között a következő összefüggés áll fenn, ami a matrixelemeknek a kezdeti és végállapotra való szimmetriájával egyértelmű.

$$B(E\lambda; I_f \rightarrow I_i) = \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1} B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f)$$

Ilyen módon lehet a nívók lebomlásának vizsgálatából a gerjesztési hatáskeresztmetszetre következtetni.

Nézzük meg még egyszer a $B(E\lambda)$ kifejezéseket, amelyek az egyes átmenetek gyorsaságáról adnak felvilágosítást.

A $B(E\lambda)$ mennyiségek összehasonlításának alapjául szolgáló $B(E\lambda)_{\text{e.r.}}$ egységek, az egyrészezske-átmenetekre számolt redukált átmeneti valószínűségek. Ezeket úgy kapjuk, hogy az átmeneteket egyrészezske gerjesztésnek fogva fel, kiszámítjuk az átmenet gyorsaságát. A különböző mérésekből kapott $B(E\lambda)$ kifejezéseket az így számolt $B(E\lambda)_{\text{e.r.}}$ értékekkel hasonlítjuk össze. Így beszélünk az egyrészezske átmeneteknél gyorsabb vagy azoknál lassabb átmenetekről. Ha a Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetében szereplő $B(E\lambda)$ értékek helyére a $B(E\lambda)_{\text{e.r.}}$ értékeket írjuk, az így számolt hatáskeresztmetszetek nagyon eltérnek a mérési adatoktól. A fenti számításunkban kapott $f(E\lambda)$ függvények tulajdonságainak alapján, legnagyobb gyakorisággal az $E1$ gerjesztés valósulna meg a Coulomb-gerjesztési kísérleteknél, a mérések viszont azt mutatják, hogy az $E2$ gerjesztések hatáskeresztmetszete a legnagyobb. Vagyis a kísérletek azt látszanak bizonyítani, hogy a tényleges $B(E2)$ mennyiség többszörösen nagyobb az egyrészezske becslésből számolt $B(E2)_{\text{e.r.}}$ -nél. Ezt bizonyítja még az így gerjesztett állapotok lebomlásának gyorsasága is. A bomlásnál mért $B(E2)$ redukált átmeneti valószínűségek is 10–100-szor nagyobb-

bak az egyrészezske átmeneteknél számoltaknál. Sőt, nemcsak a Coulomb-gerjesztéseknél, hanem egyéb késleltetett koincidenciás élettartam méréseknél is találtak nagyszámú olyan atommagot, amelyek igen gyors (50–100-szor nagyobb, mint a $B(E2)_{\text{e.r.}}$) $E2$ átmenetekkel bomlottak.

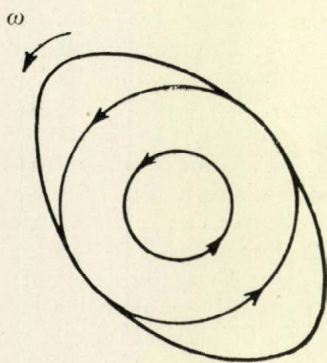
Ezeknek a gerjesztett nívóknak további érdekes tulajdonsága még az, hogy túlnyomórészt alacsonyban fekszenek, kb. 1–2 MeV alatt. A gerjesztett nívóknak energia szerinti elhelyezkedésében és spin értékeiben is szabályosságot találunk. Ezeknek a tényeknek a magyarázatára legalkalmasabbnak látszott a Bohr–Mottelson-féle kollektív magmodell.

Kollektív gerjesztések

A héjmodell alapján azt képzeltük el, hogy a nukleonok egy adott alakú potenciáltérben mozognak és a mag gerjesztése úgy történik, hogy az egyes nukleonok a gerjesztésnél magasabb energianívóra kerülnek ebben a potenciáltérben. A kollektív modell szerint a nukleonok összessége által létesített potenciáltér nem gömbszimmetrikus is lehet a nukleonok térbeli eloszlásától függően. Eszerint a magerőtér alakja változhat a nukleonok mozgásával. A gerjesztéseket pedig az egyedi nukleonok gerjesztése mellett úgy is elképzelhetjük, hogy az atommag — a nukleonok összessége — mint az egész végez valamilyen, ún. kollektív mozgást a gerjesztés hatására és ilyen módon kerül magasabb energiájú állapotba. A kollektív gerjesztéseknek két formája ismeretes, a rotációs és a vibrációs gerjesztés. A vibráció a mag fix orientációja mellett az egyensúlyi alak körüli gyors oszcillációt jelent. A rotáció a mag alakját és belső szerkezetét változtatlanul hagyja, csak a mag orientációt változtatja meg. Ez a rotáció a maganyagnak olyan hullámszerű tovaterjedése, amelyet nem lehet merev test forgásához hasonlítani. Az 1. ábrán látható a helytelen és helyes elképzelés.

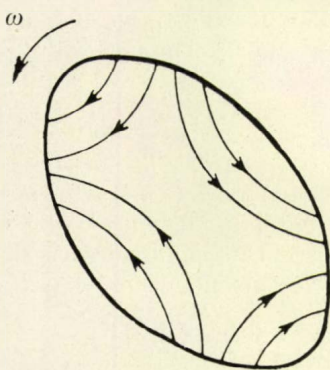
A rotációs és vibrációs gerjesztéseket az individuális nukleon gerjesztéstől akkor tudjuk szétválasztani, ha energiában távol esnek. Ez általában teljesül is, mert a rotációs gerjesztések egész alacsony energiájúak (1 MeV alatt), a vibrációs gerjesztések ennél valamivel magasabbak (1–2 MeV), ezeket néha nehéz megkülönböztetni az egynukleon gerjesztéstől, amely magasabb energiájú állapotokat hoz létre. A gerjesztések fajtája a mag alakjától függ, amelyet a nukleonok száma határoz meg. A zárt héjat alkotó nukleonok (a héjmodell mágikus számainál) gömbszimmetrikus egyensúlyi alak kialakítására törekcszenek. A zárt héjon kívül elhelyezkedő nukleonok a gömbszimmetrikus forma eltorzítását (polarizációját) okozzák. Páros-páros magoknál az egyensúlyi állapot gömbszimmetrikus, de ez a forma lehet stabil és nem stabil. Zárt héjat alkotó nukleonok esetén, vagy abban a néhány esetben, ha csak egy kisszámú nukleon van a zárt héjon kívül, vagy hiányzik a betöltöttségéből, stabil a gömb alak.

Olyan esetekben, ahol a zárt héjtól távol vagyunk, az alapállapot gömbszimmetriája nem stabilis. Páratlan A -jú magoknál pedig az egyensúlyi alak deformált, nem gömbszimmetrikus [1].



1a ábra

Vizsgáljuk most meg, hogy az egyes esetekben milyen gerjesztések lehetségesek. Zárt héjú magoknál, melyek gömb egyensúlyi állapottal rendelkeznek, igen nagy frekvenciájú oszcillációk várhatók, melyek az egyrészecske gerjesztés energiáinak nagyságrendjébe esnek. Itt a kollektív gerjesztések két fajtája közül a vibráció valósul meg. Amint a zárt héjtól távolodunk, a törzs stabilitása egyre csökken, a kollektív oszcillációk frekvenciái egyre kisebbek lesznek, a gerjesztések alacsonyabb energiájú állapotoknak felelnek meg. Ezeket már el tudjuk választani az egyrészecske gerjesztésektől. A nem gömbszimmetrikus alakkal rendelkező deformált magoknál a kollektív gerjesztések másik fajtája, a rotáció lép fel. Ilyenfajta gerjesztéseknél az egészen alacsony energiájú magállapotok gerjesztődnek, ami szintén azt mutatja, hogy ezeknél a magoknál a törzs stabilitása erősen lecsökken, és ezért könnyebben gerjeszthetők.

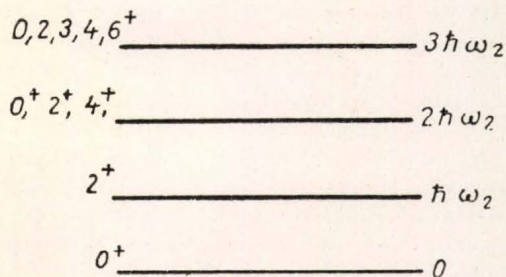


1b ábra

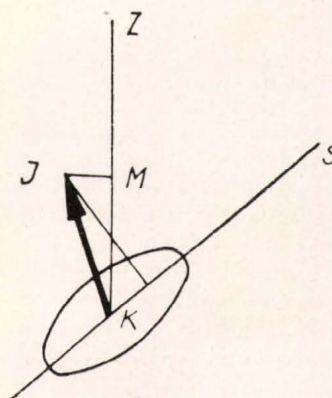
Most térjünk rá a rotációs és vibrációs gerjesztéseknél várható spektrumok tulajdonságainak tárgyalására.

Vibrációnál az oszcillációkat multipolrendjük λ szerint osztályozzuk. A vibrációs gerjesztést egy oszcilláló elektromos multipol momentummal hoz-

hatjuk kapcsolatba. Kisamplitudójú oszcillációknál harmonikus oszcillációkról beszélhetünk, és akkor az egymás utáni gerjesztett nívók energiái a harmonikus oszcillátornak megfelelően $\hbar\omega$ -val különböznek. A legalacsonyabb kollektív vibrációs frekvencia, amely a legtöbb esetben várható, a $\lambda = 2$ mellett megvalósuló, mert a $\lambda = 1$ csak a tömegközéppont egyszerű helyváltoztatásának felel meg. A 2. ábrán látható a legegyszerűbb esetben a páros-páros magoknál, a vibrációs spektrum. Páratlan A -jú magoknál bonyolultabb a helyzet a különböző csatolások miatt.



2. ábra



3. ábra

A rotációs gerjesztések tárgyalásánál szorítkozunk arra az egyszerű esetre, amikor a magalak tengelyszimmetrikus. Ez általában teljesül is az erősen deformált magoknál. Jellemezzük a magállapotokat a 3. ábrán látható módon, I teljes impulzusmomentummal, továbbá M -mel, ennek a térben rögzített z tengelyre vett vetületével, és K -val az I -nek a mag szimmetriatengelyére való vetületével. Minthogy a szimmetriatengely körül nincs rotáció, a K kvantumszám minden rotációsávban konstans lesz. A várható spektrumalak ekkor a következő: [2]

$$E_I = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J} \{ I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) \delta_{K,1/2} \}$$

Az I impulzusmomentumú állapot E_I energiával rendelkezik. A képletben szereplő E_0 konstans, amely a belső szerkezettől függ, J a mag szimmetriatengelyére merőleges tengelyre vonatkozó tehetlenségi nyomaték. A zárójelben levő kifejezés

utolsó tagja csak akkor szerepel, ha $K = 1/2$. Egy adott atommag alapállapotának K értékét úgy kaphatjuk meg, hogy az individuális nukleonoknak a deformált magtérben létrejövő mozgását vizsgáljuk. Az ilyen nem szférikus magnál az egyes nukleonok l_k és j_k impulzusmomentumai nem lesznek konstans értékek, de a tengelyszimmetrikus magoknál meg tudjuk jelölni a nukleonokat az Ω_k mozgáskonstanssal, amely a nukleon teljes impulzusmomentumának vetülete a szimmetria tengelyre. Azok az állapotok, amelyeknél az Ω_k értékek csak előjelben különböznek, degeneráltak. A részecskéket páronként töltik be az állapotokat ellentétes Ω_k értékekkel, így egy páros-páros mag alapállapotánál az Ω_k értékek eredője $K = 0$ lesz. Páratlan A -jú magoknál az utolsó páratlan nukleon Ω_k értéke adja meg a K értékét.

Olyan magoknál, amelyek a mag szimmetria tengelyre merőleges szimmetria síkra tükörszimmetrikusak, a lehetséges rotációs kvantumállapotokat a szimmetria követelmények határozzák meg. Ezek szerint egy páros-páros mag alapállapotot tartalmazó első rotációs sávjánál az egymásutáni állapotok spinjei a következők lesznek:

$$I = 0, 2, 4, 6, \dots \text{ (páros paritás),}$$

páratlan A -jú magoknál, ahol az alapállapotokban $K = 0$ a megfelelő spinek lehetséges értékei:

$$I = K, K + 1, K + 2, \dots \text{ (alapállapot paritása).}$$

Mindezek alapján nagy vonalakban látjuk, hogy milyen spektrumokat várunk a kollektív modell alapján, és előre bocsáthatjuk, hogy a kísérleti tapasztalatok ezeknek megfelelőek.

Még egy kérdés van, amit még itt meg kell tárgyalnunk. Ez a gerjesztési hatáskeresztmetszetek problémája, amelyekre az egyrészecske gerjesztés alapján számolva nem kapunk a mérésekkel egyező eredményt. A rotációs gerjesztések tulajdonságainak megfontolásával viszont (belsőszervezet változatlanul hagyása) azt kapjuk, hogy a már fent megismert $B(\lambda)$ kifejezések a belső szervezetre jellemző tag és a vektor csatolási koefficiens négyzetének szorzataként állíthatók elő. Konkrétan egy $E2$ (elektromos kvadrupol) gerjesztésnél egy I_i, K állapotból ugyanazon rotációs sáv I_f, K állapotába való átmenetnél a redukált átmeneti valószínűség a

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (I_i 2 KO | I_i 2 I_f K)^2$$

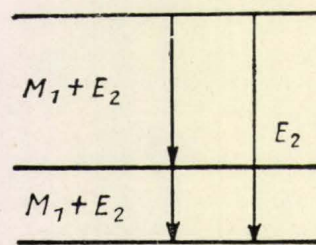
alakban írható. Ebben a kifejezésben Q_0 a mag elektromos kvadrupolmomentuma, amelyet most a kollektív modell alapján nem egy páratlan protonnak tulajdonítunk, hanem a mag deformált alakjának. Egyenletesen töltött szféroid alakú magnál Q_0 a deformáció mértékét jelölő β paraméterrel a következőképpen fejezhető ki:

$$Q_0 = \frac{3}{(5\pi)^{1/2}} Z R_0^2 \beta (1 + 0,16\beta + \dots)$$

ahol Z a magtöltés, R_0 az átlagos magsugár, β pedig $\frac{\Delta R}{R_0}$ -al arányos, amelyben ΔR a szféroid fél

nagy és kis tengelye közötti különbség. Láthatjuk, hogy ez a Q_0 érték az erősen deformált magoknál viszonylag nagy értéket vehet fel, és ez magyarázza azt, hogy az átmeneti valószínűségek többszörösen nagyobbak lehetnek, mint egyrészecske átmenetek esetén. Továbbá ez adja meg a választ a Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszeténél talált problémákra. A magalak kvadrupolmomentuma magyarázza azt a tényt, hogy inkább $E2$ gerjesztések történnek az $f(E\lambda)$ függvények alapján várható $E1$ gerjesztések helyett.

Emlékezzünk most a páratlan A -jú magoknál várható spektrum spin értékeire, ahol az egymásutáni spinek mindig egy egységgel különböznek. A szomszédos nívók közötti átmenetek $E2 + M1$ keveréksugárzással mennek végbe. Egy ilyen magnál a 4. ábrán látható nívóséma várható. A máso-



4. ábra

dik gerjesztett nívóról az alapra való átmenet (ún. crossover) tiszta $E2$ sugárzás lesz. Ugyanerről a nívóról az első gerjesztett állapotra és onnan az alapra átmenő kaszkád γ sugárzás $E2 + M1$ keverék. A Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetének méréseiből az $E2$ átmeneti valószínűségeket meg tudjuk határozni. Ha tehát ismerjük az $M1$ és $E2$ átmenetek valószínűségének viszonyát az első gerjesztett állapotok lebomlásánál, akkor az $M1$ átmenetre vonatkozó átmeneti valószínűség értékét is meghatározhatjuk. Ezt a viszonyt szögeloszlás, belső konverzió, vagy élettartam mérésekből kaphatjuk meg.

A $B(E2)$ redukált átmeneti valószínűséghez hasonlóan felírhatjuk az $M1$ átmenetekre vonatkozó $B(M1)$ redukált átmeneti valószínűséget is, mint a belső szervezettől függő tényező és a vektorcsatolási koefficiens négyzetének szorzatát:

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 (I_i 1 KO | I_i 1 I_f K)$$

ahol g_K a nukleonos mozgás giromágneses faktora, g_R pedig a kollektív mozgásé, a többi jelölés ismert. Az atommag kollektív jellemzésének igen fontos adatai a g_K és g_R tényezők. Egy állapot sztatikus mágneses momentumát szintén kifejezhetjük ezekkel a faktorokkal.

Ha $K \neq 0$ akkor

$$\mu = \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R) + I \cdot g_R$$

ha valamilyen másik mérésből ismerjük a μ értéket, és az $M1$ átmeneti valószínűséget megmértük a Coulomb-gerjesztésnél, akkor a g_K és g_R értékeket külön is kiszámíthatjuk.

Az eddigiekben tehát tisztáztuk a Coulomb-gerjesztési hatáskeresztmetszetek problémáját. Bemutattuk a kollektív modellnek a szempontjait és megállapításait, amelyek segítségével sikerült rendszerezni a gerjesztési kísérleteknél kapott magspektrumokat. Továbbá ezek alapján végezték a későbbi Coulomb-gerjesztéseket a periódusos rendszer olyan szakaszain, ahol a várható spektrumok a kollektív modell jellegzetes bizonyítékai lehetnek. Ezekről a mérési eredményekről beszélünk az alábbiakban.

Nehéz magok Coulomb-gerjesztése

A periódusos rendszeren végigtekintve a nehéz magoknál várhatjuk a nagy deformációk kialakulását, ahol viszonylag a legtöbb nukleon tartózkodhat a zárt héjon kívül. Tehát az $A > 222$ és a $150 < A < 190$ tartományokba eső magoknál az erős deformációra jellemző tiszta rotációs spektrumok fellépésére számíthatunk. A rotációs spektrumok ismertető jelei — amint azt a fent tárgyalt összefüggésekből kiolvashatjuk — a következők:

Páratlan A -jú magoknál

a) A második és első gerjesztett nivók energiáinak viszonya E_2/E_1 közelítőleg 3,3.

b) Az alap és az első gerjesztett nivó, valamint az utóbbi és a második gerjesztett állapot spin-értékei egy egységgel különböznek.

Páros A -jú magoknál a legtöbb kísérlet során csak az első gerjesztett állapotot sikerült elérni, mert ez, amint a gerjesztések fenti tárgyalásából következik, magasabban fekszik, mint a páratlan A -jú magokban. (Ott a második gerjesztett állapot is elérhető volt a rendelkezésre álló bombázó energiaival.) Annak a felismerésére, hogy az illető nivó rotációs vagy egyéb gerjesztés eredménye-e, megadható egy kritérium az állapot energiájára. Ha az említett magnívó a következő összefüggéssel megadott energiaérték alatt fekszik, akkor rotációs gerjesztéssel létrehozott magállapotnak felel meg, ha felette helyezkedik el, lehet vibrációs vagy egyrészeske gerjesztés

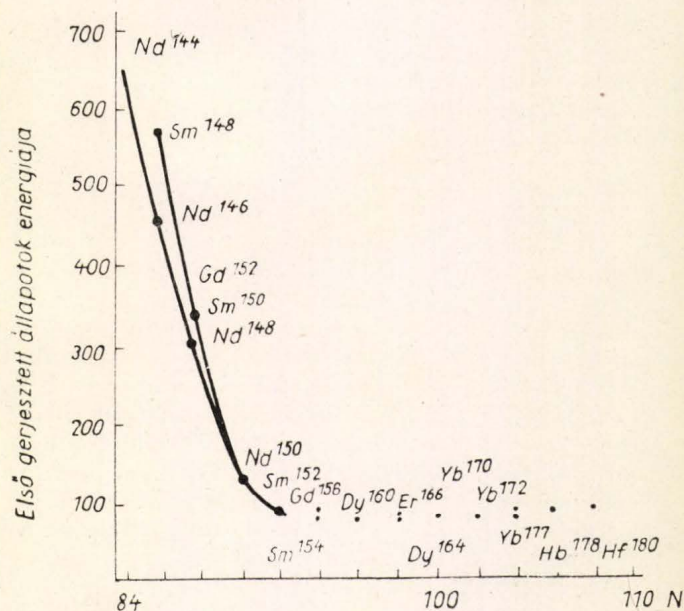
$$E_x \approx \left(\frac{922}{A^{3/2}} \right) \text{ MeV}$$

Az $A > 222$ tartományban Coulomb-gerjesztéssel vizsgált magok az $U^{235, 238}$ és a Th^{232} , mind jól kialakult rotációs spektrummal rendelkeznek, amit radioaktív bomlásuk vizsgálata is igazol. A nagy

deformációra jellemzően igen alacsony frekvenciájú a kollektív gerjesztés; az első rotációs állapotok 40—50 keV körül fekszenek, a második gerjesztett állapotok 90—100 keV körül helyezkednek el. Az E_2/E_1 energia viszony kb. 2,3. A $B(E2)$ értékek ebben a tartományban 80—120-szor nagyobbak az egyrészeske átmenetekre számolt megfelelő értékeknél.

A $150 < A < 190$ szakaszban megvizsgálták a ritka földfémek csoportját [3]. A La^{139} , Ce^{140} , Pr^{141} , $Nd^{143, 145, 148}$, $Sm^{148, 150, 152, 154}$, $Eu^{151, 153}$, $Gd^{154, 155, 157}$, Tb^{159} , $Dy^{161, 162, 163, 164}$, Ho^{165} , $Er^{162, 164, 166, 167, 168}$, Tm^{169} , $Yb^{170, 171, 172, 173, 174}$, $Lu^{175, 176}$, $Hf^{177, 179}$ és a Ta^{181} magokat. Továbbá a Ta^{181} -től a Hg^{202} -ig terjedő szakaszon a Ta^{181} , $Re^{185, 187}$, $Ir^{191, 193}$, $Hg^{198, 199, 202}$ magokat. Összefoglalóan mondhatjuk, hogy a La^{139} és Ce^{140} magoknál, ahol az $N = 82$ mágikus neutron számnál vagyunk, nem találtak rotációs spektrumot. A Pr , Nd és Sm izotópoknál az első gerjesztett állapotok energiái fokozatosan csökkennek, amint a zárt héjtól távolodunk és megkezdődik a rotációs spektrum kiépülése. Megjelennek a második gerjesztett állapotok és az E_2/E_1 energia viszony kb. 2,0—3,33-ig növekszik. Az Eu , Gd , Tb , Dy , Ho , Er , Yb , Lu és Hf magoknál már normális rotációs spektrumokat találunk. Legszebb példája ennek a Ta klasszikussá vált spektruma, amely a 4. ábrán látható. A Ta^{181} -től a Re és Ir izotópokon keresztül a Hg^{202} -ig tartó szakaszban a spektrumok még mindig rotációs jellegűek, de már érezhető, hogy zárt héj felé közeledünk. Világosan látszik ez az egyes magok Q_0 értékeinek fokozatos csökkenésében, ami a deformáció csökkenését jelzi.

A páros-páros izotópoknál az első gerjesztett nivók ezekben a szakaszokban mind 600 keV alatt fekszenek és ha a Nd^{144} -től kezdve a Hf^{178} -ig ábrázoljuk ezeket az energia értékeket a neutron-szám függvényében, az 5. ábrán látható görbét



5. ábra

kapjuk. Hasonló görbét nyerünk, ha akár a páros-páros, akár a páratlan A -jú magok szimmetriatengelyére merőleges tengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomatékainak reciprokát ábrázoljuk. Az utóbbi mennyiség és a deformáció között, mint tudjuk, egyértelmű összefüggés van.

Közepes súlyú magok Coulomb-gerjesztése

Ebben a tartományban vizsgált magok a $\text{Ti}^{46,48}$, V^{50} , Cr^{52} , Mn^{55} , Co^{59} , Ni^{58} , Cu^{65} , Zn^{67} és $\text{Ge}^{70,72,74,76}$. A talált eredményeket az alábbiakban foglalhatjuk össze [4].

1. Páros-páros magoknál rotációs spektrumot nem találtak sehol, a gerjesztések vibrációs mozgásoknak felelnek meg. Az átmeneti valószínűségek 10–50-szer nagyobbak az egyrészecske átmeneteknél. Ebben a szakaszban a magok gömb-egyensúlyi alakkal rendelkeznek, ez magyarázza a vibrációs gerjesztési típust. A mérési eredmények az elméletileg várt adatokat szolgáltatják. A második gerjesztett állapotok spin értékei: 0^+ , 2^+ , 4^+ . Energiában a második gerjesztett nívó az első gerjesztett állapot energiájának kb. 2,2-szeresénél helyezkedik el. Az $M1$ átmenet hiányzik, vagy nagyon gyenge, mert a vibrációs átmeneteknél az $M1$ tiltott átmenet, még $\Delta I = 0, 1$ esetben is. $\Delta I = 0$ -nál az átmenet belső konverzióval valósulhat meg. Második gerjesztett állapotból közvetlen az alapra nem figyeltek meg átmenetet. Az első gerjesztett állapotok energiái mind az E_x rotációs nívókra megadott kritikus energia felett fekszenek, 330–2000 keV-es tartományban. Az $E2$ átmeneti valószínűség ezekben az állapotokban is megnövekedett, ami azt mutatja, hogy $E2$ felületi gerjesztés történt.

2. Páratlan A -jú magoknál a vibrációs gerjesztések leírása sokkal bonyolultabb, és minden egyes esetet külön kellene tárgyalni, mert az alakfiguráció nagyon változik. Ez azért okoz nehézséget, mert minden esetben külön ki kellene számolni a fononoknak az alakfigurációhoz való csatolódását.

Kollektív hatások könnyű magokban

Néhány szót kell szólnunk még arról, hogy mi a helyzet a könnyű magok esetében a mágikus számok közötti szakaszoknál. Bizonyos mértékű deformáció felléptére itt is számíthatunk, tehát a spektrumokat kollektív hatások módosíthatják. A kísérletek során valóban találtak az O^{17} és F^{19} magoknál olyan $E2$ átmeneteket, amelyek nem magyarázhatók kollektív mozgás feltételezése nélkül. Természetesen itt nem találkozunk olyan nagymértékben megnőtt átmeneti valószínűségekkel, mint a nehéz deformált magoknál, de a F^{19} említett $E2$ átmenete is 5-ször gyorsabb, mint az egyrészecske becslésből várt érték. A 18 A 30 szakasz többi vizsgált magjánál is a kollektív modellel magyarázhatók a magviszonyok. A Na^{23}

446 keV nívójánál a $B(E2)$ érték 25-ször nagyobb, mint az egyrészecske átmenet esetén. A Mg^{25} , $\text{Al}^{25,27,28}$ magoknál az energia, spin és tehetetlenségi nyomaték értékek mind rotációs szerkezetre utalnak.

A páros-páros könnyű magoknál az első gerjesztett állapot energiája és a deformáció között a következő összefüggés áll fenn: [5]

$$\beta^2 = \frac{7,5 \hbar^2}{E_{2+} A M R_0^2}$$

ahol $R_0 = 1,44 \cdot 10^{-13}$ értékkel számolunk, E_{2+} jelenti az első gerjesztett állapot energiáját, A tömegszám, M egy nukleon tömege. Érdekességként megemlíthetjük, hogyha a deformáció kritériumának ezt a kifejezést fogadjuk el, az ilyen értelemben legerősebben deformált mag a He^6 . Ez nem egészen indokolt, mert az összes nukleonoknak csak 1/3 okozza a deformációt. Ezek után pedig térjünk át a Coulomb-gerjesztéseknél használt kísérleti berendezések és mérési módszerek tárgyalására.

Kísérleti módszerek

A gerjesztést létrehozó bombázó részecskék a mérések legtöbbször protonok, deuteronok vagy α részecskék voltak. A megfelelő bombázó energiát két feltétel szabja meg. Az alsó határt az korlátozza, hogy az ütközési idő nem lehet hosszabb, mint a magoszcilláció periódus-ideje, másképp a hatáskeresztmetszet kicsivé válik. Másrészt a bombázó részecske nem hatolhat be a magba, ez adja a bombázó energia felső határát. A helyes értéket az alábbi kifejezés szolgáltatja: [1]

$$E_b \sim Z_1 Z_2 A^{-1/3} \text{ MeV}$$

$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$ Coulomb-gáttal számolva, ahol R a kölcsönhatás effektív sugara ($R = r_0 A^{1/3} + \varrho$); ϱ a bombázó részecske sugara, amit protonoknál el is hanyagolhatunk és $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm, az E -re a fenti közelítő értéket kapjuk.

A gyorsítást általában Van de Graaff generátorokkal végezték. Annak az eldöntésére, hogy az egyes esetekben milyen részecskével célszerű gerjesztetni, gyakran a különböző hozamokat hasonlították össze.

A gerjesztetni kívánt magokat tartalmazó target vagy az illető elem, vagy annak oxidja volt. Vékony vagy vastag targetet alkalmaztak annak megfelelően, hogy a gerjesztett magok lebomlásából származó sugárzás detektálásánál nem okozott-e pontatlanságot a vastag target (l. alább, a belső konverziós elektronok detektálásánál).

Az oxidtargetek nagy hátránya az, hogy ha α -részecskékkel bombáztak, megjelent egy 342 keV-es γ sugárzás, amely az $\text{O}^{16}(\alpha, n\gamma)\text{Ne}^{19}$ reakcióból származik. Ennek a vonalnak a fellépése abban az esetben a legzavaróbb, ha a gerjesztett magból származó γ sugárzás energiája is ebbe a tartományba esik.

A gerjesztési kísérletek egyik legfontosabb lépése a gerjesztett nivók lebomlásából származó különböző sugárzások detektálása.

A γ -sugarak számlálására NaJ(Tl) kristállyal ellátott szcintillációs számlálókat használtak. Nagy hátránya ennek a viszonylag rossz energia felbontás, ami komoly nehézséget okozhat a méréseknél, mert a szóbanforgó sugárzások, mint tudjuk, alacsony energiájúak és a spektrumban esetleg több vonal kerülhet egymás közelébe. Továbbá olyan alacsonyan fekvő nivók is vannak, amelyek az illető elem K röntgensugárzásának tartományába esnek, tehát ettől csak a legnagyobb nehézséggel választhatók el. A legnehezebb elemek (Th, U) Coulomb-gerjesztésénél éppen ezért proporcionális számlálókat használtak, amelyeknél nagyobb a felbontás, viszont a hatások kisebbek. A γ -sugarak csak kicsit szóródnak és abszorbeálódnak a targetben, tehát ilyenkor használható vastag target. A γ sugarak detektálásánál a háttér 3 részből tevődik össze. Származhat a gyorsítótól, vagy a target tisztátalanságától, de a leglényegesebb háttér az alacsony energiájú γ sugárzásnál a fentemlített karakterisztikus röntgensugárzás. Ennek a hatás-keresztmetszete Z_1, Z_2 -től, A_1 -től és E_b (MeV)-től függ. A jel/zaj viszonyoknak bizonyos bombázó energiáknál maximuma van, ott érdemes mérni. A maximum nagyságát kifejező összefüggés $(A_1/Z_1)^4$ -el lesz arányos [1] (a bombázó rész tömegének és töltésének hányadosa a negyedik hatványon) ami 16-szor nagyobb α részecskéknél, mint protonoknál. A karakterisztikus röntgensugárzásból származó háttér tehát jelentősen csökkenni fog, ha a protonok helyett α részecskékkal gerjesztünk.

Az α részecskékkal végzett gerjesztéseket még egy tény indokolja. Olyan energiáknál, amelyek a K héj kötési energiája felett vannak, a fő háttér a protonokkal való bombázás esetén a protonok fékezési sugárzásából adódik. Ennek a hatás-keresztmetszetében a $(Z_1/A_1 - Z_2/A_2)$ tényező szerepel [1], ahol Z_1 és Z_2 a bombázó rész és a target mag töltését, A_1 és A_2 ugyanazok tömegét jelöli. Ebből következik, hogy α -részecskék esetén a két hányados közelebb van egymáshoz, mint protonoknál és így a fékezési sugárzás hatás-keresztmetszete lecsökken.

A még mindig megmaradó háttérsugárzás lecsökkentésére néhány mikron vastag fémből készült abszorbenst helyeznek a számláló elé.

A gerjesztett nivók lebomlásának másik lehetősége a belső konverzió. Az ebből származó elektronok detektálására kettős fókuszáló mágneses spektrométert alkalmaztak. Szükség volt a spektrométerek jó felbontóképességére, mert a K és L konverziós vonalak energiakülönbségét is detektálni kellett, hogy a K/L viszonyt megkapják, ami a sugárzás multipolaritását szolgáltatja. A nagy felbontás elérésére itt vékony targetet kell használni. A háttérsugárzás a szórt bombázórészekből, vagy a target tisztátalanságától, vagy a bombázó részek és szabad, vagy szorosan kötött elektronok ütközéséből származik. Legjelentősebb az utóbbi lehet, az ún. δ sugárzás, amelyet a bombázó részek

által leszakított, szorosan kötött elektronok hoznak létre.

A Coulomb-gerjesztés vizsgálatának másik lehetséges módszere az, hogy az inelasztikusan szórt bombázó részeket detektáljuk. Mágneses spektrométerekkel jó felbontás érhető el, bár a transzmisszió itt is kicsi, ezért általában fotolemezen detektálják a szórt részecskéket. Az ennél a módszernél fellépő háttér az elasztikusan szórt részek okozzák. Ennek kiküszöbölésére olyan irányokban kell a mérést végezni, amelyeknél az elasztikus szórás hatás-keresztmetszete kisebb, mint a Coulomb-gerjesztésé. Az ennek megfelelő irány a bombázó részecskék beesési irányával ellentétes. Az ilyen mérésnél szintén vékony target használata célszerű.

Itt említhetjük meg azt a tényt is, hogy ha a bombázó rész összetett objektum, akkor előfordulhat, hogy ez gerjesztődik a kölcsönhatás folyamán. A tárgyalásban ekkor a mag és a bombázó rész szerepet cserélnek, egyébként minden a fent tárgyalt esetekhez hasonló.

Gerjesztési függvények

A Coulomb-gerjesztésből származó γ hozam, mint a bombázó energia függvénye nem függ a magszerkezettől, csak a multipol rendtől és a gerjesztési energiától. Ennek a tulajdonságnak az alapján használható a hozamfüggvény a gerjesztés multipol rendjének meghatározására. Az $E2$ és $E1$ gerjesztések között nehéz különbséget tenni, mert a gerjesztési görbék közel fekszenek egymáshoz, de a magasabbrendű multipolsugárzások jól szétválaszthatók. A multipolrend meghatározásának másik módszere az, hogy különböző bombázó részecskék mellett kapott γ hozamokat hasonlítunk össze. Azonos paraméter értékek választása esetén az $E \lambda$ gerjesztések hatás-keresztmetszete $Z_1^2(A_1/Z_1)^{2/3}$ -al arányos [1]. Protonokra és α részecskékre az $E1$ és $E2$ gerjesztésnél 1,6-os faktoral fog különbözni a hatás-keresztmetszet.

A mért γ spektrumok kiértékelése

A méréseknél kapott γ spektrumból rekonstruálhatjuk a lebomlott gerjesztett állapotokat. Elsősorban el kell dönteni, hogy a fellépett vonalak közül melyek tartoznak össze kaszkád átmeneteket alkotva, melyik γ vonal felel meg crossover átmenetnek. Ennek az eldöntésére nem elég az egy számlálóval felvett spektrum. Koincidencia módszerrel kell mérni. Koincidencia mérésekkel lehetett meghatározni a kaszkád és crossover átmenetek számának viszonyát is, amely a második gerjesztett nivó $M1$ átmeneti valószínűségének kiszámításához szükséges. Ezen az úton meghatározható egy adott nivóra vonatkozó konverziós koefficiens is, mert a koincidencia-szám osztva a második gerjesztett nivóról az elsőre való átmenetek számával az $\eta_3/1 + a_3$ -al lesz egyenlő [6], ahol η_3

a számláló hatásfoka az első gerjesztett állapotról az alapra menő sugárzásra vonatkozóan, a_3 pedig a konverziós koefficiens.

A kiértékelés fontos lépése az abszolút γ hozam meghatározása az egyes vonalak esetén. Ezt úgy végezték el, hogy lehetőleg 2π geometriában mérve, ugyanolyan energiájú standard preparátum γ kvantumait is leszámolták. A két mérés összehasonlításából kiszámítható volt az abszolút γ hozam.

A kiértékelte mérések mind a kollektív magmozgások feltételezését támasztották alá. Az egyes nívók élettartamának, a kollektív modell alapján számolt (Coulomb-gerjesztésben mért) és a gyors koincidenziás mérésekből kapott értékei, ahol az összehasonlítást el lehetett végezni, jól egyeztek. A gerjesztett nívók energiái megfeleltek a várt rotációs vagy vibrációs gerjesztéseknek. Ahol ettől eltérés mutatkozott, azt a rotációs-vibrációs kölcsönhatásnak tulajdoníthatjuk. A Coulomb-gerjesztési mérésekből kapott Q_0 értékek össz-

hangban vannak a hiperfinomszerkezeti vizsgálatok quadrupolmomentumával. Érdekes felvilágosítást adtak ezek a mérések az egyes magok tehetlenségi nyomatékairól és azok deformációfüggéséről is. Továbbá az atommagok belső szerkezetének több lényeges tulajdonságát ismerték meg a mérések során.

Fodor Ilona

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, Rev. Mod. Phys. 28, 432, 1956.
2. Kerman, Endt Demeur: Nuclear Spectroscopy c. könyvben levő cikke.
3. Davis, Divatia, Lind, Moffat, Phys. Rev. 103, 1801, 1956.
4. Heydenburg—Temmer, Phys. Rev. 100, 150, 1953.
5. R. Sheline, Nucl. Phys. 2, 382, 1956.
6. Goldring—Paulissen, Phys. Rev. 103, 1314, 1956.

A nagyenergiájú részek fizikájáról

I. E. Tamm Nobel-díjas akadémikus zárszava a nagyenergiájú fizikáról tartott IX. Nemzetközi Konferencián (Kiev, 1959. július 25.)

Nekem jutott az a feladat, hogy a konferencia eredményeit összefoglaljam. Kérem, ne nyugtalanodjanak, türelmüket nem veszem sokáig igénybe a feladat megoldásával, mert azt megoldani úgyis lehetetlen.

Miként a múltévi konferencián ugyanebben a helyzetben már Oppenheimer is megjegyezte, nem lehet egy olyan konferencia eredményeit összefoglalni, amely maga is tudományunk egyes különálló problémáiról szóló beszámolókból áll. Ezért csak bizonyos általános megjegyzésekre szorítkozom, amelyek nincsenek egymással szoros összefüggésben, s amelyek nem kerülhetik el, hogy bizonyos mértékben ne tükrözzék az én egyéni tudományos nézeteimet.

A konferencián nem szerepeltek sem különleges tudományos szenzációk, sem meglepetések. A konferencia mégis nagy és igen fontos munkát végzett azért, hogy összegezte mind a fontos és nagyrészt új kísérleti adatokat, mind az elméleti eredményeket, amelyek többségükben lényegesen hozzájárultak ismereteink elmélyítéséhez.

A kísérletek területén szerintem elsősorban a dubnai 10 BeV-es gyorsítóval végzett első vizsgálatok ismertetését lehet megemlíteni, amely a nukleon-nukleon kölcsönhatásra és az igen nagy energiájú ritka részekre vonatkozóan fontos új eredményeket tartalmazott. Továbbá Berkeleyből igen átfogó, nagyon érdekes és értékes anyagot

mutattak be különösen a ritka részekre, speciálisan a lambda és antilambda részekre vonatkozóan.

Meg szeretném említeni, hogy a kísérleti célokat szolgáló gyorsítók korszerűsítésének feladata mellett — úgy látszik — egyre nagyobb jelentőségre tesznek szert a mérés technika kérdései. Különösen azt az óriási szerepet kell kiemelnem, amely ma a nagy buborékkamráknak (Berkeley) és a mérési eredmények automatikus kiértékelésének jut osztályrészül. Mint elméleti fizikust, engem mindig meglepett a gyorsítónál és a segédberendezéseknél felhasznált anyag aránytalansága, aminek következtében a gyorsítók egy hónap alatt oly nagy mennyiségű mérési eredményt szolgáltatnak, hogy feldolgozásuk a rendelkezésre álló szerényebb segédberendezésekkel éveket vesz igénybe. Szerencsére mind Dubnában, mind Berkeleyben, s valószínűleg más kutatóközpontokban is észrevehető a helyzet javulása, ami a mérési eredmények automatikus kiértékelésének köszönhető.

Áttérve az elméletre, mindenekelőtt azt szeretném megemlíteni, hogy a kísérletek a gyenge kölcsönhatás $V-A$ elméletének¹ fényes győzelmére vezettek. A legutóbbi konferencián még egy körülmény nyugtalanított bennünket: tévesen azt hittük, hogy a $\pi \rightarrow e + \nu$ bomlás nem fordul elő a természetben. Úgy vélem, a gyenge kölcsönhatás

¹ A paritásértésnek a gyenge kölcsönhatások körében történt felfedezéséig a fizika a β -bomlási folyamatok leírásában a kölcsönhatások öt lehetséges alakját ismerte (vektor, tenzor, aksziálvektor, skalár és pszeudoskalár). A modern elmélet felteszi, hogy a β -bomlás leírására elegendő csak a vektor (V) és az aksziálvektor (A) kölcsönhatás figyelembevétele. (Szerk.)

V—A elmélete a tudományban kivételes helyet foglal el a következő értelemben: amikor ezt az elméletet kifejtették, az igen sok megbízhatónak tűnő kísérleti eredménynek ellentmondott, de alig két év alatt kiderült, hogy az elméletnek ellentmondó kísérletek egytől-egyig hibásak voltak.

A közönséges elemi részek gyenge kölcsönhatásának elmélete teljesen rendben levőnek tűnik, de a ritka részek gyenge kölcsönhatásainak területén még sok megoldatlan probléma van. Ezekre vonatkozóan a konferencián egész sor érdekes és értékes elgondolást vitattunk meg.

A térelméleti terjedési függvények spektrális előállításának és a diszperzió elméletének területén lényeges előrehaladást lehet megfigyelni. Nevezetesen a kettős spektrális előállítás magában foglalja a bennünket érdeklő átmeneti valószínűségek minden matematikai analitikai tulajdonságát azokban az esetekben, amikor a kölcsönhatás előtt és után jelenlévő részek együttes száma négy.

A diszperziós összefüggések és a spektrális előállítások elméletének fejlődése és alkalmazása a legutóbbi időkben igen sok értékes konkrét eredményt nyújtott. De arra is fel kell hívnom a figyelmet, hogy mindezek a konkrét eredmények közelítő jellegűek. Amint a perturbációs számításban mindent a kölcsönhatás csatolási állandója szerint fejtünk sorba, az elmélet legfrissebb hajtásaiban is bizonyos sorok első tagjaira kell korlátozódunk. (A sorfejtés paramétere lehet pl. az ún. közbenső állapot energiája, vagy mondjuk, a komplex energiasíkon a pólus és a bennünket érdeklő pont távolságának a szomszédos pólusok távolságához viszonyított aránya is.) Fontos, hogy e közelítő elmélet és a tapasztalat között semmiféle ellentmondás nincsen. Ezért egyetérthetünk ezen a területen dolgozó kartársaim optimista várakozásaival. Szerintük ugyanis ezen az úton a legrövidebb idő alatt kidolgozható az az elmélet, amely egészen a néhány billió elektronvoltos energiákig helyesen fogja leírni az összes nukleáris és mezonikus folyamatot.

De ezen a konferencián talán arról is meggyőződhattunk, hogy a diszperziós összefüggések elméletében a spektrális előállításokban és a gráftechnika alkalmazásában sokan most nemcsak elszigetelt módszert, hanem sokkal inkább alapvető tudományos elméletet láttak.

A lehetséges fizikai elméletek számára rendelkezésre álló matematikai lehetőségek a kauzalitás, unitérség, invariancia és más általános elvek figyelembevételét követően annyira korlátozottak, hogy több kutató véleménye szerint az alternatívák ilyenfajta matematikai jellegű fokozatos megszorításával válhat lehetővé a helyes elmélet egyértelmű megfogalmazása. Ilyen nézeteket különböző tudósok más és más megfogalmazásban fejtegettek. Ma még eltérő törekvések vannak, azonban általános célkitűzésük ugyanaz. Én a legnagyobb örömmel köszöntöm azt a lelkesedést, amely ebben a tekintetben oly sok kiváló tudósnál megnyilvánul. A lelkesedés végül is sokkal inkább gyümölcsöző

jellegű, mint a szkepticizmus, ami például a „zérus töltéssel” kapcsolatban mutatkozott. Ezen az úton valóban nagy sikereket lehet majd elérni. De meg kell mondanom, hogy bár ezt az irányzatot rendkívül fontosnak tekintem, és kidolgozását a legnagyobb mértékben szükségesnek tartom, ugyanakkor mély meggyőződésemmel, hogy a gyümölcsöző új fizikai elmélet nem születhet a jelenlegi elmélet kizárólag negatív értelemben végrehajtott megváltoztatásából, lemondva pl. a hullámfüggvény fogalmáról, a Hamilton-formalizmusról vagy a mikrokauzalitásról. Úgy tűnik, hogy az új elmélet kidolgozásának a modern fizikai fogalmak alkalmazhatóságának ilyenfajta szükségszerű korlátozása mellett kikerülhetetlenül össze kell kapcsolódnia a fizikai tartalom gazdagodásával (miként a kvantummechanika is tartalmilag sokkal gazdagabb a klasszikus mechanikánál); olyan új fizikai gondolatokkal, mint amilyeneket pl. *Heisenberg* fejtett ki, az elemi hosszúságról, az összes elemi részecske egységes nemlineáris térelmélet alapján történő származtatásának lehetőségéről, az indefinit metrikáról stb. Meggyőződésemmel, hogy az az új, igazabb elmélet, amelyre mindannyian vágyunk, csak az ilyen új fizikai gondolatok alapján születhet meg. Valamennyien tudjuk, hogy a matematikai szigorúság és meggyőző erő tekintetében ez az irányzat még messze nem kielégítő állapotban van. De lehet, s ebben bízhatunk, hogy idővel megtaláljuk a diszperzió és spektrális előállítások elméletében ma oly sikerrel használt *matematikai* módszerek alkalmazásának lehetőségeit olyan *fizikai* problémákban is, mint az egységes nemlineáris térelmélet, az elemi hosszúság és az indefinit metrika.

Engedjék meg, hogy végezetül még egyszer hangsúlyozzam: bár nem volt semmilyen tudományos szenzáció, e konferencia mégis igen fontos és szükséges munkát végzett. Összegezte, egymással részletes vitában összevetette a különböző eredményeket, tisztázta a különböző szempontokat, sok esetben lehetővé tette, hogy egységes vélemény alakuljon ki. Maga az a tény is, hogy a konferencián nem volt semmilyen meglepetés, bizonyos mértékben tanúskodik amellett, hogy az utóbbi időben valóban megszorodtak a nemzetközi tudományos kapcsolatok. Végre nemcsak a részletekre, hanem még az általános képre vonatkozóan is egészen a konferencia kezdetéig kölcsönösen tájékoztattuk egymást az új elgondolásokról és az új tényekről. Részben ennek tudható be, hogy konferenciánkat nem a szenzáció, hanem a kitartó, termékeny és tevékeny munka jellemezte.

Csak kívánni lehet a nemzetközi tudományos kapcsolatok további üdvös fejlődését. Mindannyiunk előtt ismeretes, hogy ez nemcsak tudományunk számára igen fontos, hanem még sokkal fontosabb magasabb szempontból, az egész emberiség számára, mert ez olyan út, amely a világ valamennyi nemzetének munkaközösségéhez vezet!

(Fordította: *Abonyi Iván*)

A bolygók mágneses tere

A Naprendszer bolygóinak mágneses teréről csak igen bizonytalan adatokkal rendelkezünk. Ennek oka a mérési nehézségekben rejlik: a saját fényvel nem rendelkező bolygók szinképében nem lép fel Zeemann-effektus, így a mágneses teret sem tudjuk közvetlenül mérni. A probléma azonban csillagászati és geofizikai szempontból egyaránt érdekes, ezért az utóbbi évek során több kísérlet történt a bolygók mágneses terének — legalább nagyságrend-pontosságú — közvetett meghatározására.

1. A *Venus* mágneses terének létezését a bolygón észlelhető sarkifény jelenségekből már *Gauss* is sejtette. Újabban *J. Houtgast* a *Venus* okozta földmágneses zavarok alapján végzett számításokat. Ismeretes, hogy a mágneses zavarokat a Nap korpuszkuális sugárzása okozza. Ha a *Venus* a Nap és a Föld közé kerül, úgy mágneses terével eltéríti a korpuszkuákat, ez pedig a mágneses háborgások csökkenését vonja maga után. Több mint 50 évi megfigyelési anyag feldolgozásából *Houtgast* a *Venus* mágneses pólusainak erősségére 1,5 Oersted-et kapott. (*Nature*. 175. évf. 678 l. 1955.)

2. A *Jupiter* mágnességét *B. F. Burke* és *K. L. Franklin* mutatta ki a bolygó rádiófrekvenciás sugárzásának anomális polárizáltságából. Méréseik szerint a *Jupiter* mágnességének erőssége a bolygó légkörének határán mintegy 4 Oersted, ez a felszínre átszámítva kb. 4,5 oersted-et jelent. (*Jur. of Gephis. Research*. 63. évf. 4. sz. 807 l. 1958.)

3. A *Marsra* vonatkozóan *e sorok írója* végzett becsléseket. Az 1958-ban végzett *Mars* megfigyelésekből kitűnik, hogy 50–60 órával az erősebb napkitörések fellépése után a bolygó légkörének átlátszósága erős mértékben csökken. Feltételezve, hogy — a Földhöz hasonlóan — a *Mars* légkörzésének ingadozásában a mágneses pólusoknál beáramló korpuszkuális sugárzás is szerepet játszik, a becslések a mágneses tér erősségére 0,1–0,5 Oersted közötti értéket adnak. (*Csillagos Ég*. 2. évf. 1. sz. 1960.)

Számos érv szól amellett, hogy a Föld belső magja a mágneses tér forrása. *Dr. Egyed László* feltevése szerint a belső magot alkotó atomok egymáshoz annyira közel vannak, hogy az egymásrahatás következtében bizonyos fokú rendezettséget nyerhetnek. E rendezettség folytán az atommagok mágneses nyomatéka a Föld belső magjá-

nak mágneses nyomatékot kölcsönöz. Feltevése alapján *Egyed* a mágneses pólusok erősségére a következő egyenletet vezette le:

$$E^{\max} = \frac{2}{R^3} \cdot \frac{\frac{4\pi}{3} r^3 q}{m_0} \cdot M_n$$

ahol R és r a Föld, ill. a belső mag rádiusza, q pedig a belső mag átlagsűrűsége, míg M_n a nukleonok mágneses nyomatéka ($\mu_0 \cdot e \hbar / 2m_0 c$, \hbar pedig $h/2\pi$ -vel egyenlő). Feltételezve, hogy $\mu_0 = 0,4421$ -el (m_0 pedig $1,6727 \times 10^{-24}$), a Föld mágneses terének erőssége a formula szerint 1,5 Gauss, ez mintegy kétszerese a valóban mért — 0,66 Gauss-os — erősségnek. A számított és mért érték közötti eltérés abból származhat, hogy a belső magban az atomok rendezettsége nem teljes. (*Geofizikai Közlemények*. 6 évf. 3–4 sz. 8 l. 1957.)

A fenti egyenlet felhasználásával megkísérélhetjük a többi bolygó mágneses terének elméleti meghatározását. Amint az alábbi táblázat mutatja, az elméleti és a mért értékek jól egyeznek (E_{sz} : a számított, E_m : a mért erősség, N : a forgási impulzus):

	E_{sz}	E_m	N
Venus	1,4	1,5	$5,8 \times 10^{40}$
Föld	1,5	0,7	$7,2 \times 10^{40}$
Mars	0,3	0,1–0,5	$2,0 \times 10^{39}$
Jupiter	4,5	4,5	$6,7 \times 10^{45}$

Összehasonlítva a mért adatokat a táblázat utolsó oszlopával, feltűnik, hogy a mágneses tér erőssége arányosnak látszik a forgási impulzussal. Ezt az összefüggést már *H. A. Wilson* és *P. M. S. Blacket* is sejtette. *Blacket* képlete azonban nem ad jó eredményt.

Az itt vázolt felvételek természetesen nagyon hipotetikus jellegűek. A bolygómágnesség erősségére, valamint a bolygók belső szerkezetére vonatkozó mérések és számítások ma még igen bizonytalanok. Éppen ezért messzemenő következtetéseket levonni nem lehet és nem is szabad.

ifj. *Bartha Lajos*

TTT Uránia Csillagvizsgáló

Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei* I.

Előadásunk célja: az eddig megismert főbb kísérleti és elméleti megállapításoknak, gyakorlati alkalmazásoknak, a már megjelent közleményeken alapuló összefoglalása.

Időszerűségét az adja meg, hogy a félvezető fizikáját kutatók — külföldön és itthon egyaránt — egyre nagyobb figyelemmel fordulnak az elektrolumineszcencia felé, és bár hazánkban már eddig szép eredmények születtek e téren, néhány rövid, népszerű vagy ismeretterjesztő jellegű íráson kívül jobbra csak olyan — elsősorban idegen nyelvű vagy speciális — közlemények láttak napvilágot, melyekből a más szakterületen dolgozók nem egykönnyen alkothattak összefoglaló képet.

Előadásunk lényegileg négy fő részre oszlik, az első rész a jelenségekkel és magyarázataikkal,

a második a gyakorlati alkalmazásokkal, a harmadik a hazai eredményekkel, végül az utolsó rész a várható fejlődéssel foglalkozik. A megadott irodalom nem tart számot a teljességre, érdeklődők *Henderson* [1], valamint *Destriau* és *Ivey* [2] cikkében, továbbá *Matossi* könyvében [3] találhatnak elsősorban további részleteket az anyagot és irodalmat illetően. Teljességre azonban e művek sem tarthatnak számot. Ezzel kapcsolatosan szükséges annak megemlézése is, hogy az alapul vett irodalmi anyag az utóbbi években rendkívül rohamosan gyarapodott, de egységes kritikai összefoglalása-kielégítő, átfogó elmélet hiányában —

* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1959. augusztus 24 és 27 között Szegeden rendezett VI. Fizikus Vándorgyűlésén elhangzott előadás.

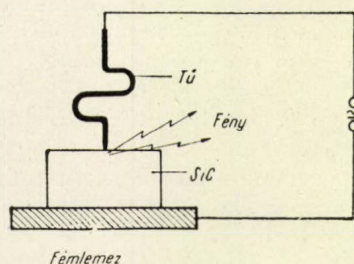
még nem születhetett meg. Ezért akarva-akaratlan sok tekintetben csupán felsorolását adjuk a jelenségeknek és különböző magyarázataiknak. Ez azonban mit sem von le az egyes — önmagukban véve helyesnek bizonyult — részmegállapításoknak értékéből.

Az anyag rendszerezése — a jobb áttekinthetőség kedvéért — néhol eltér a megszokottól. A kép viszonylagos egységének megőrzésére figyelmen kívül kellett hagyni néhány újabb — a legutóbbi időkben közölt — eredményt. Ezekre még — más alkalommal — visszatérünk.

Az ismertetésre kerülő anyag nagy terjedelme miatt előadásunk nem térhet ki a lumineszcencia alapfogalmainak tárgyalására, de az ezzel kapcsolatos kérdések zömére Szigeti [4] és Ljovsin [5] magyar nyelvű munkáiban feleletet találhatnak az érdeklődők.

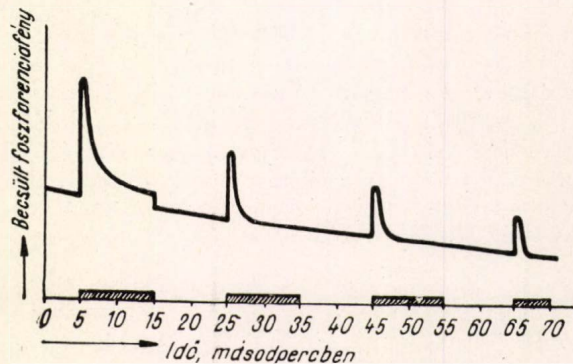
1. Az elektrolumineszcencia jelenségei és magyarázatai

1.11 *Történeti áttekintés:* Harminchat esztendeje számolt be Lossev az általa észlelt új hatásról, az elektrolumineszcenciáról [6]. Karborundum (SiC) detektorkristályokban a hozzájuk érintett tű hegyénél pontszerű világitást okozott az érintkezési ponton átfolyó áram. Tizenhárom évvel később Destriau észlelte, hogy ZnS—ZnO kristályok porkeverékét egy kondenzátor dielektrikumába helyezve és a kondenzátorra váltófeszültséget kapcsolva a porkeverék pusztán a villamos tér hatására világit [7].



1. ábra. A Lossev-féle kontaktus-elektrolumineszcencia

Az elektrolumineszcencia és fotolumineszcencia kombinált alkalmazásainál is sikerült új hatásokat kimutatni. Már Gudden és Pohl észlelte, hogy utánvilágító fotolumineszcens poroknál, a fotolumineszcens gerjesztés utáni utánvilágítási szakaszban a porokra villamos teret alkalmazva felvillanás mutatkozik, mely a szokásos utánvilágítási idő rövidülésével jár együtt [8]. Éppen ellenkező értelmű hatásról számolt be Déchéne [9], aki azt észlelte, hogy fotolumineszcens gerjesztés közben alkalmazott villamos tér csökkenti a fotolumineszcens fényintenzitást. Hasonló hatást észlelt Destriau Röntgen-sugárzás hatására fellépő fotolumineszcenciánál [10]. A legfrissebb effektust a fotolumineszcenciában villamos tér hatására fellépő fényintenzitás növekedést Cusano fedezte fel [11].



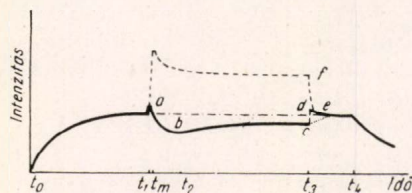
2. ábra. A Gudden—Pohl hatás. Az ábrán vonalkázott szakaszokkal jelzett elektromos térbekapcsolások idején a lumineszcens anyag utánvilágítási szakaszában villanások észlelhetők

1.12 *Az eddigi főbb kísérleti észleletek:* A történeti áttekintésből kitűnik, hogy az elektrolumineszcens hatásokat két fő csoportba sorolhatjuk:*

I. Tisztán elektrolumineszcens hatások.

II. Fotolumineszcenciával kombinált villamos térhatások.

Noha az egyes csoportokon belüli felosztás inkább történeti jellegű és az újabb észleletek alapján többé-kevésbé túlhaladottnak tűnik, az eddigi kísérleti eredmények tárgyalásánál a könnyebb áttekinthetőség kedvéért megtartottuk az egyes részhatások megszokott csoportosítását.



3. ábra. A Déchéne-effektus. Mint jól látható az elektromos tér rátételekor több hatás is jelentkezik egyidejűleg

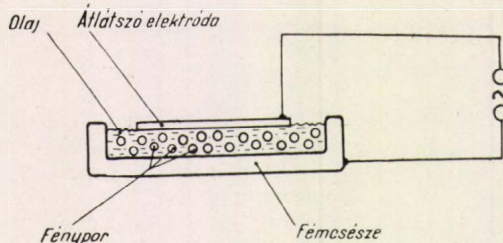
1.121 *Tisztán elektrolumineszcens hatások:*

A) A Lossev-féle kontaktus-elektrolumineszcencia (az irodalomban töltéshordozó-injektálásal járó elektrolumineszcenciaként, vagy röviden injekciós elektrolumineszcenciaként emlegetik) elektródákkal ellátott megfelelő anyagú kristályokon lép fel az elektródákon átfolyó áram hatására. Az eddigi közlemények szerint, SiC, ZnS, CdS, Gyémánt, GaP, BN, Si, Ge, SnO₂, SrTiO₃, BaTiO₃, TiO₂, KNbO₃, ZnO, GaSb, InP és a Ge—Si, GaP, GaP—GaAs összetételű kristályokon sikerült ilyen típusú elektrolumineszcenciát kimutatni (6, 12–22).

E világitástípus főbb jellemzői a következők: A világitás elsősorban az elektródák érintkezési helyéhez közel jelentkezik. Az emissziós színkép az esetek többségében változik az áram iránnyal. Általában nyitó irányban a hosszabb hullámhosszaknál, záró irányban pedig a rövidebb hullámhosszaknál.

*Megítélésünk szerint valószínűleg az első főcsoporthoz tartozik az ultrahang hatására keletkező elektrolumineszcencia (30) is.

lámhosszaknál emittálnak fényt a kristályok. (Olyan anyagoknál, melyeknek világító, pl. fotolumineszcens centrumaik is vannak, ez az egyszerű összefüggés rendszerint nem érvényes.) A vizsgálatokhoz — az elektródák miatt — általában nagyobb kristályok, egykristályok szükségesek. Váltófeszültségű gerjesztésnél a világításban frekvenciafüggés nem észlelhető. A szükséges térerősség kb. 1—100 kV/cm.



4. ábra. A Destriau-féle világító kondenzátor

B) A Destriau-féle világító kondenzátor. (Az irodalomban még Destriau-hatás és intrinsic-elektrolumineszcencia néven is említik.) Ez — miként korábban is említettük — egyszerű kondenzátor, melynek legalább egyik elektródája átlátszó vezető anyagból készül. A kondenzátor dielektrikumába ágyazott fénypor világít, ha megfelelő váltófeszültséget kapcsolunk a kondenzátorra. Eddig ZnS, ZnO, ZnSe, ZnSSe, ZnCdS, CdS, ZnS—CdS, ZnSiO₄, BaTiO₃, TiO₂, CaTiO₃, CaWO₄, SnO₂, Al₂O₃ és különböző organikus anyagok kristályain észlelték ilyen típusú elektrolumineszcenciát [2, 19, 23—29].

E típus főbb jellemzői a következők: A világítás az egyes fényporszemcsékben keletkezik, a szemcsékhez képest kicsi, kb 1—10 mikron átmérőjű pontokban. E pontok fényessége az alkalmazott feszültség jellemzőin kívül a szemcséknek a villamos térerősség irányához képesti elhelyeződésétől is függ. Tartós világítást csak váltóáram alkalmazásával nyerhetünk, egyenáramnál csak a feszültség ki- és bekapcsolásakor, vagy átpolarizálásakor kapunk egy-egy rövid felvillanást. A kondenzátor áramában nem észlelték egyenirányítást. Az emittált összfény intenzitása időben a gerjesztő elektromos tér frekvenciájának kétszeresével ingadozik. Az emissziós színek nem függ az áramiránytól. A gerjesztő elektromos tér frekvenciájának növelésével az emittált fény színe megváltozik, az esetek többségében a kék felé tolódik. Az emittált fény intenzitása nagyjából egyenes arányban növekszik a gerjesztő tér frekvenciájának növelésével körülbelül 1000 c/s-ig, megfelelő ZnS: Cu, Pb fénypor esetében. A szükséges térerősség kb. 50—100 kV/cm.

1.122. Fotolumineszcens effektussal kombinált elektrolumineszcens hatások.

Ezek a hatások jellegzetesen a fotolumineszcens porokra korlátozódnak, ellentétben az 1.121 csoporttal, melyben az anyag fotolumineszcenciája nem volt elengedhetetlen feltétel.

A) A fotolumineszcens por utánvilágítási szakaszában alkalmazott villamos tér hatására lép fel a Gudden—Pohl effektus. A tér bekapcsolásakor a cella felvillan és utánvilágítási ideje (a tér nélküli helyzethez képest) megrövidül. A hatás fellépéséhez szükséges villamos térerősség néhány kV/cm.

B) A fotolumineszcens fény intenzitásának változása kétirányú lehet:

I. Déchéne effektusról beszélünk, ha az alkalmazott villamos tér hatására a lumineszkáló anyag fénye — változatlan erősségű fotolumineszcens gerjesztés mellett — csökken. A tér megszüntetése után az eredeti fényintenzitásszint lassan áll be.

II. Fényerősítőről beszélünk, ha az alkalmazott villamos tér hatására a lumineszkáló anyag fénye — változatlan erősségű fotolumineszcens gerjesztés mellett — növekszik. Ezt a hatást Cusano fedezte fel. A szükséges térerősség 100 kV/cm nagyságú.

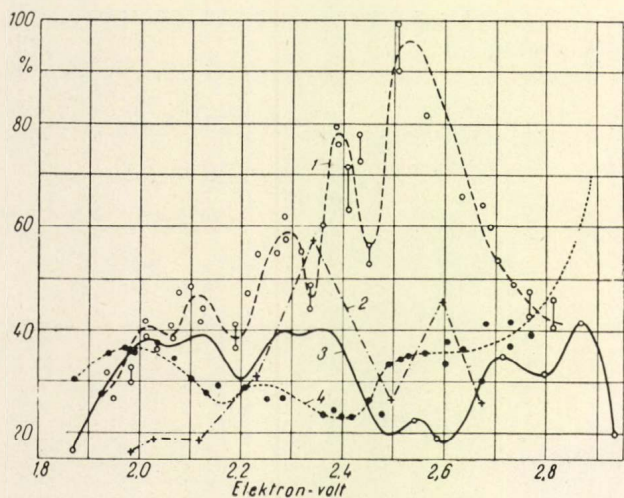
1.13 Az eddigi főbb elméleti magyarázatok.

Az elektrolumineszcens hatások értelmezése a szilárd testek fizikájának, a félvezetők kutatásának egyik legösszetettebb kérdésében való állásfoglalást jelent. A megoldandó részletkérdések között szereplő altémák: villamos vezetés félvezetőkben, dielektrikumok átütési kérdései, a lumineszcencia elmélete stb. Ha jól meggondoljuk, hogy e részterületeken is számos ismeretlen eredetű kérdéssel állunk szemben, talán könnyebb lesz elképzelni, mennyire határozatlan lehet bármilyen állásfoglalás is olyan fizikai hatással kapcsolatosan, mely ezekből az önmagukban is eléggé definiálatlan hatásokból tevődik össze ismeretlen módon és ismeretlen arányban.

1.131 Az injekciós elektrolumineszcenciát felfedezője, Lossev, kezdetben gázkisülésként kezelte — ami a tudomány akkori fejlettségét és a jelenségek közötti erős hasonlóságot tekintve nem is meglepő. Alig egy év múltán azonban már más magyarázatra tért át: A világítást az anyagban mozgó elektronok fékeződése során fellépő fékezési sugárzásnak tekintette. Claus [31] szintén ezt vélte. Ennek az elképzelésnek fő támasza az volt, hogy a világítás színeke kontinuum-spektrum. A kis fényintenzitás miatt sem Lossev, sem Claus nem tudott kiértékelhető színeképet felvenni, így feltevésüket nem tudták igazolni.*

Noha a Lossev felfedezésétől napjainkig eltelt idő során számos részjelenség és részmagyarázat született, a mai felfogás szerint a világítás lumineszcencia-jellege már nem vitás, eredetét illetően pedig két alapgondolat jön számításba elsősorban. Az egyik szerint — ezt Lehovc és társai vetették fel — a világítás, a kristályfelület közelében levő egyenirányító $p-n$ átmenet határában nyitóirányban fellépő kisebbégi töltéshordozó injektálás miatt mutatókozó rekombináció következménye. A másik magyarázat a záróirány-

* Szigeti [32] újabb vizsgálatai szerint a záróirányú emissziós színek több sávból álló finomszerkezetet mutat, mely arra utal, hogy az aktivátor főlős szén.



5. ábra. A SiC elektrolumineszcenciájának emissziós színképe Szigeti közlése szerint. Az 1. görbe Szigeti [32] a 2. görbe Lehovc (63) elektrolumineszcens emissziós színképét, a 3. görbe Tiede és Tomaschek [64] főlös szénnel aktivált bórnitriden kapott katódsugár-gerjesztésű emissziós színképét, a 4. görbe pedig a Szigeti-féle kristály abszorpciós színképét mutatja

ban mutatkozó világítás eredetét ugyancsak a felület közelében lévő egyenirányító $p-n$ átmenet határán mutatkozó Zener-effektussal és átütési jelenségekkel társuló ütközési ionizációs mechanizmusban véli fellelni. Eszerint a záróirányban fellépő nagy térben felgyorsuló elektronok ütközéssel gerjesztik az anyag világításra képes, lumineszcens centrumait. E két alapgondolatnak számos variánsa is létezik. A jelenleg rendelkezésre álló kísérleti anyag azonban még nem elegendő finomabb elméleti megfontolásokat is figyelembe vevő elmélet kidolgozására.

1.132 Az *intrinsic* elektrolumineszcencia jelensége elsősorban a ZnS:Cu, Pb típusú világító anyagokra tekinthető kísérletileg ismertnek. Azonban még ezeknél is számos, részleteiben vagy akár alapvetőleg is ellentmondó elmélet magyarázza az azonos vagy kissé eltérő kísérleti eredményeket.

Az egyik lehetséges magyarázat a világító centrumok közvetlen térionizációja. E processushoz kb. 10^7 V/cm térerősség szükséges, ami több mint egy nagyságrenddel nagyobb a kísérletileg észlelt térerősségeknél. Ez azonban nem zárja ki az ilyen fajta gerjesztés lehetőségét. Nem szabad ugyanis elfelejteni, hogy a kísérleteknél megadott térerősségértékek csak a kísérleti cellára, vagy legjobban esetben a félvezető kristályra jutó átlagértékeket adják meg. A kristály belsejében a helyi térerősségeloszlás ismeretlen és például egy $p-n$ átmenet határán a „külső” átlagérték több nagyságrenddel is növekedhet.

Daniel Curie [33], aki rendkívül alaposan foglalkozott az *intrinsic* elektrolumineszcencia elméletével, a következő három-lépcsős gerjesztési processzus gondolatát vetette fel:

1. A félvezető donor nívóiból az alkalmazott külső villamos tér és/vagy a termikus gerjesztés hatására elektronok mennek át a vezetési sávba.

2. A vezetési sávba jutott elektronokat a külső tér felgyorsítja. Töltéshordozó-sokszorozással járó lavinajelenségek vagy átütési effektusok is mutatkozhatnak.

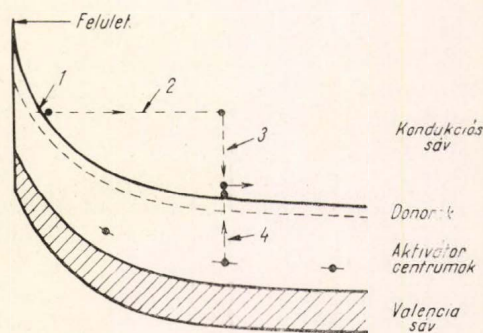
3. Ezen elektronok ütköznek a lumineszcens centrumokkal, ezeket gerjesztik, azaz ionizálják, vagy pedig magába a kristály alaprácsába ütközve elektron lyuk párokat hoznak létre.

A Curie által elméletileg levezetett

$$B = \exp(-b/E) \quad (1)$$

kvalitatív összefüggés (B = felületi világosság, b = állandó, E = átlagtérerősség) jól egyezik Destriau tapasztalati képletével, és hasonló formulára jutott Seitz is a dielektrikumok átütési kérdéseinek tárgyalásánál. Curie elméletének még említésre méltó jellegzetessége, hogy a világítási processzus magában a kristály tömegében történik (térfogati hatás). Mindamellelt a szerző is rámutatott arra, hogy a felületi rétegek, állapotok szerepet játszhatnak a processzus megindításához szükséges kezdeti néhány töltéshordozó előteremtésében.

Curie elképzeléséhez sok tekintetben hasonló a Piper és Williams [34] által tárgyalt feltevés. Eszerint a kristály felületén egy lényegileg Mott-Schottky-féle exhaustió típusú potenciálbarrier van, mely a sekély donor-szintek ionizációjából származik. A fényporban mély donornívók is vannak, esetleg 0,5 eV energiával a vezetési sáv alatt. A mély donorok száma feltevés szerint a sekélyekénél kisebb lévén, egyedül ez szabja meg a barrier környezetében a potenciál-elosztást. Mivel a külső tér javarészt a barrierre jut, még közepes térerősségeknél is elegendő a mély donornívók ionizációjára és az ezt követő gyorsulási és ütközési folyamat energia igényének fedezésére, ami végül is a lumineszcenciához vezet. (A folyamatot vázlatosan a 6. ábra mutatja be.)



6. ábra. A Piper—Williams-féle gerjesztési mechanizmus. Szemléletes képe: 1. A felület közelében az erős elektromos tér és/vagy a hőmozgás elektronokat szabadít ki a donornívókból. Az elektronok a vezetési sávba kerülnek. 2. Az erős elektromos tér gyorsítja az elektronokat a vezetési sávban. 3. A kellően felgyorsult elektron egy lumineszcens centrummal ütközve energiáját leadja. 4. Ezáltal a lumineszcens centrum ionizálódik, vagyis gerjed. A fénkisugárzás a lumineszcens centrum rekombinálódásakor következik be

Ez az elmélet nem túlzottan jól egyezik a kísérletekkel. Éppen ezért számos — az adott körülményekhez igazított — javított változatát is kidolgozták [35—39], melyek egyes esetekben a kísérletekkel egészen jól egyeznek. Végül két újabb szempontokat felvető elméleti munkát kell megemlítenünk [40, 41]. Közös jellemzőjük annak feltételezése, hogy az elektrontemperatúra a kristályban külső elektromos tér alkalmazásakor a rács termodinamikai temperatura-értéke fölé növekedett. Így Nagy Elemér a világítás technikai vizsgálatainál is jól hasznosítható, könnyen kiértékelhető

$$L \sim \exp [-b/(1 + cE)^2] \quad (2)$$

összefüggést ad meg a világítás feszültség-függésére. (L = felületi fényesség, b = frekvencia-függő, és a különböző színképsávokra esetleg eltérő állandó, c = más mérésekből meghatározható állandó.)

1.133 *A fotolumineszcens hatásokkal kombinált elektrolumineszcens jelenségek elmélete* még az eddigieknél is tisztázatlanabb.

A Gudden—Pohl-effektus legegyszerűbb magyarázata az, hogy a külső villamos tér kiszabadítja a trapekbe esett töltéshordozókat. Ez a magyarázat kvalitatíve számot ad a felvillanásról és az ezt követő gyorsabb kialvásról.

A Déchène-effektus lehetséges magyarázata: A külső tér egyes világító centrumokat vagy azok tartós ionizációjával, vagy ami lényegileg ugyanannyit jelent, a rekombinációhoz szükséges töltéshordozók egy részének tartós elfogásával kizár a világítási folyamatból.

Végül a Cusano-hatás legegyszerűbben olyan töltéshordozó multiplikációval járó ütközési ionizációs gerjesztési mechanizmussal értelmezhető, melynél a kezdeti töltéshordozók fotonok abszorpciója által keletkeznek.

2. Az elektrolumineszcencia gyakorlati alkalmazásai

2.1 A fényrelé.

Az elektrolumineszcencia hasznosításának első gondolata Lossev-től ered, aki kis tehetetlenségű fényrelét (ebből pedig oszcillográfot) szeretett volna készíteni ezen az elven, de ez — a gyenge fény miatt — nem sikerült.

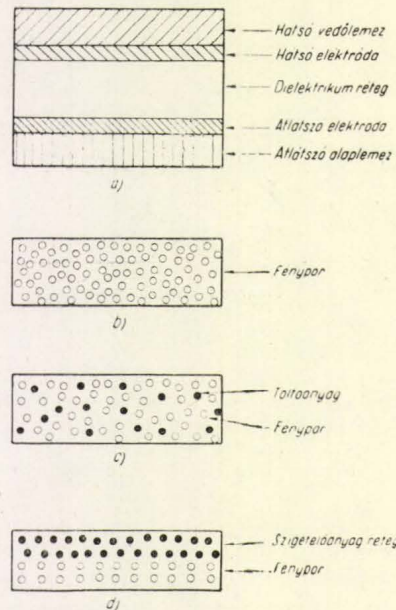
2.2 Az elektrolumineszcens lámpa.

Az első, gyakorlatban is hasznosítható gondolat, az elektrolumineszcens lámpa Bay és Szigeti nevéhez fűződik [42]. E lámpák elvi felépítését a 7. ábra mutatja be. Az ábrán látható a legelterjedtebb lámpatípus vázlatos felépítése, és a világító anyagot, az úgynevezett fényport tartalmazó réteg néhány szokásos elrendezése.

Az elektrolumineszcens lámpa jelenleg kísérleti stádiumban van. Legnagyobb mérete kb. 30×30 centiméter, fényhatásfoka kb. 10 Lumen/Watt, színe zöld, kék, sárga, vörös, több pornál az alkalmazott váltófeszültség frekvenciájától függő, a lámpa fényereje szintén frekvenciafüggő, arány-

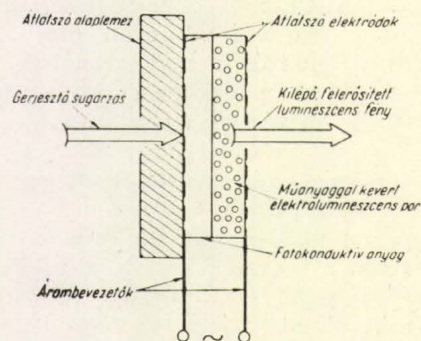
lag nagy tartományban arányosan nő a frekvencia növekedésével.

Az elektrolumineszcens lámpa néhány alkalmazási területen, például a rádióskálák, világító feliratok, műszerlapok kivilágításánál már jelen-



7. ábra. Elektrolumineszcens cella. A felső ábra a cella elvi elrendezését mutatja, az alsó ábrák pedig a fénypornak és töltőanyagoknak a dielektrikum-réteg kötőanyagába való néhány beépítési lehetőségét szemléltetik (a elvi elrendezés, b szokásos dielektrikumréteg, c Nagy—Szabó-féle dielektrikumréteg, d nagy átütési szilárdságú dielektrikum-réteg)

leg is versenyképes az izzólámpával. Élettartama — jó technológiánál — tízezer órában mérhető. Hangfrekvenciás és nagyfeszültségű üzemeltetésénél kb. 1700 foot-lambert* fényerősség érhető el.



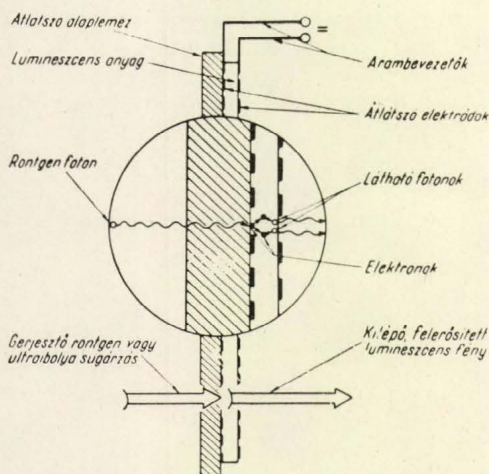
8. ábra. Az Orthuber—Ullery-féle elektrolumineszcens fényerősítő elvi felépítése

2.3 Fényerősítők.

Az elektrolumineszcencia másik nagy lehetőséget ígérő területét a különféle fényerősítők alkotják. Jelenleg elsősorban ultraholya és rönt-

* Ez kb. 2 lumen/cm² értéknek felel meg.

gensugárzás erősítésére alkalmazhatók, felépítés szempontjából két csoportba oszthatók. Ezek közül az első fotokonduktív anyagot is használ [43], a második csak párologtatott ZnS:Mn réteget alkalmaz [11]. A 8. és 9. ábra az erősítők elvi felépítését, a 10. ábra pedig egy erősített képet mutat be.



9. ábra. A Cusano-féle elektrolumineszcens fényerősítő elvi felépítése. Működési modell a kinagyított részen látható

A fényerősítők kidolgozása ma szinte még az alapelveknél tart. Az eddig elért legnagyobb erősítés kb. 100 kilépő foton/beeső foton. Mindenesetre a röntgenernyőként való alkalmazás lehetősége látszik legközelebbinek, de addig is még számos nehézséget kell leküzdeni.

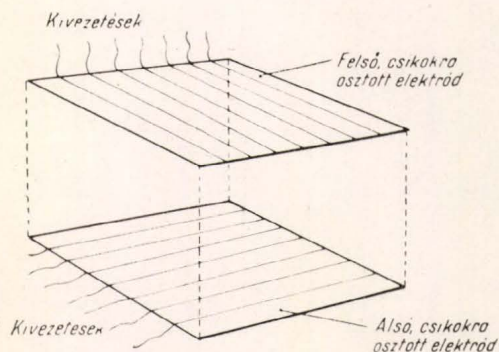


10. ábra. Fényerősítővel erősített kép

2.4 Televíziós panelek.

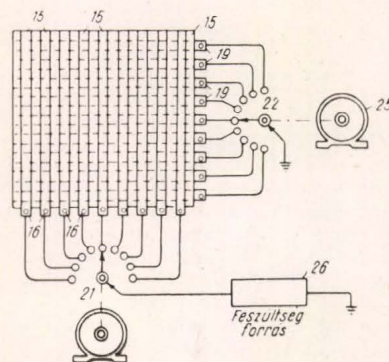
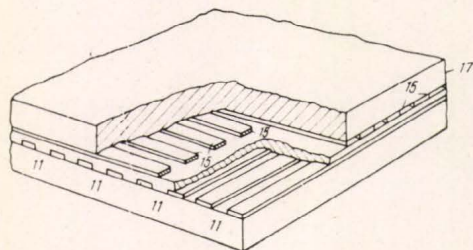
Ugyancsak nagy reményeket fűznek az elektrolumineszcens televíziós panelekhez. Ezek pótolhatják és képminőség tekintetében túlszárnyalhatják a konvencionális, katód sugárcsővel működő közvetítő-berendezéseket, melyek gyakorlatilag elérték lehetséges maximális méreteiket.

A televíziós elektrolumineszcens panel legismertebb elrendezése a 11. ábrán látható. Az első és hátsó oldalon levő keresztezett csíkrendszerek egy-egy csíkjára feszültséget kapcsolva csak az elektrodák keresztezési pontjai világítanak. A keresztezési pontok alkotta raszterrel televíziós képek

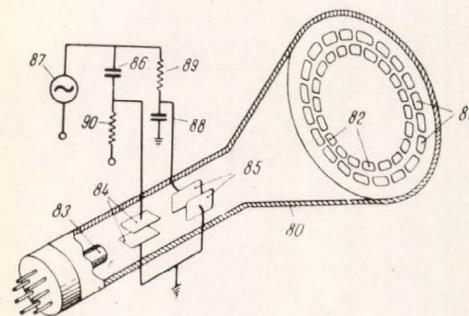


11. ábra. Az elektrolumineszcens televíziós panel elektródái elrendezési vázlatja

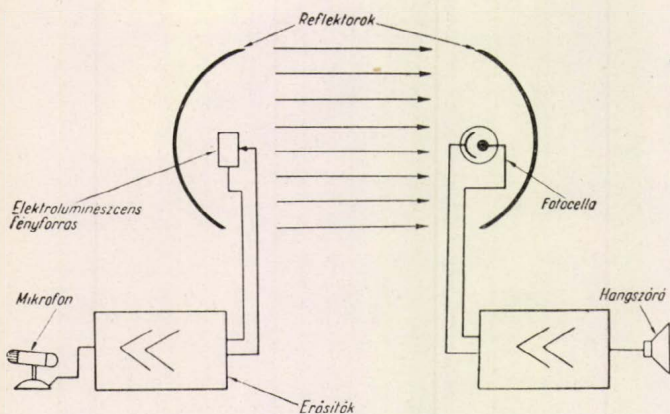
közvetítése is megoldható, ha a sor és oszlopjelek megfelelő szinkron váltásáról gondoskodunk (12. ábra). Erre például a 13. ábrán látható katód sugárcsőes kapcsolószerkezet alkalmas.



12. ábra. Az elektrolumineszcens televíziós panel gyakorlati kiviteli alakja és a működtető motoros kapcsolószerkezet



13. ábra. Speciális kapcsoló-katód sugárcső, elektrolumineszcens televíziós panelekhez



14. ábra. Infravörös fény-telefon elvi elrendezés. A baloldali parabolatükörben elhelyezett elektrolumineszcens fényforrás lényegileg egy tûs dióda. A dióda anyaga Ge, Si stb. lehet

Az ilyen képernyő nagy méretekben is előállítható, mégis vastagsága csupán néhány centiméter. A méretnövelés egyrészt az élvezhetőség szempont-

jából, másrészt a finomabb, több oszlopos és soros továbbító rendszerek bevezetésének tekintetében hozhat új eredményeket elsősorban.

2.5 Fénytvíró

Ez a szabadalom, mely a 14. ábrán látható, elvi jellegű elrendezést mutat, melyben SiC, vagy más nagykristályos anyag tükorkontaktusán lép fel elektrolumineszcencia. Az emittált fényt parabola-tükörrel vetítik a felvevő állomásra, ahol fotocellával alakítják vissza elektromos jellé. Az emittált fényt morzekulccsal vagy mikrofonnal a tükorkontaktusos áramkörben modulálhatjuk. A választott emittáló kristály anyagától függően nemcsak látható, hanem például infravörös fényt is lehet a jelátvitelre használni. A berendezés hatótávolsága ismeretlen, valószínű azonban, hogy nem túlzottan nagy.

Dr. Bodó Zsolt—Weiszburg János

Híradástechnikai Ipari
Kutató Intézet

(Folytatása következik)

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

SZILÁRD-TEST FIZIKAI KOLLOKVIUM

BALATONFÜRED, 1959.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat ezévi rendezvényei közül nemzetközi jelentőségét tekintve messze kiemelkedik az a kollokvium, melyet a Társulat a Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulatával közösen rendezett meg 1959. szeptember 14. és 19. között Balatonfüreden a szilárdtestek fizikájával kapcsolatos kérdésekről.

A hazai és külföldi résztvevők nagy száma, az előadások mennyisége és tudományos színvonala jól visszatükrözi azt az érdeklődést, amely ma világszerte a szilárdtestek fizikája iránt megnyilvánul. A problémák fontosságának érzékeltesére egy adat is elegendő: jelenleg a világ fizikusainak kb. 40%-a dolgozik e tématerületen. (A maradéknak kb. 90%-a, tehát a fizikusok többsége dolgozik az atomfizikával kapcsolatos témákon, és az összes egyéb vonatkozású fizikai kérdésekkel csupán a megmaradó néhány százalék foglalkozik.)

A mintegy száz hazai kutató mellett a konferenciának kb. 120 külföldi vendége volt; nemcsak az NDK-ból jöttek el sokan, hanem voltak itt kutatók a Szovjetunióból, Csehszlovákiából, Lengyelországból, Bulgáriából, Ausztriából, Svájcban, Nyugatnémetországból és Franciaországból is. Ismert nagynevű tudósok, mint pl. a Nobel-díjas Hertz professzor, Rompe professzor, vagy a müncheni Schön professzor mellett Európa legkülönbözőbb egyetemeiről és kutatóintézeteiből is nagyszámú fiatal kutatót láttunk vendégül.

A kollokviumon közel 70 előadás hangzott el, melyeket élénk vita követett. Ezeken az előadásokon a szilárdtest fizikának úgyszólván minden kérdése szóba került az elméleti megfontolásoktól egészen a főbb alkalmazásokig. Ez a terület — amint ez ma már közzismert — igen nagy és éppen ezért lehetetlen az egyes témákat teljes részletességgel ismertetni. A kollokvium előadásainak anyaga nyomtatásban meg fog jelenni, ami az érdeklődők számára amúgy is lehetővé teszi, hogy a speciális részletekkel kapcsolatos problémakörökben tájékozódjanak. Mindezeket figyelembe véve, itt csupán a főbb témacsoportokról öhajunk beszámolni, melyek az előadások nagyobbik részét ölelték fel.

Tárgyalták a kristálynövekedés kérdéseit. Ebből a témakörből a magyar kutatók közül Gyulai Zoltán akadémikus, egyetemi tanár, és Hoffmann Tibor a fizikai tudományok doktora tartottak érdekes előadásokat, melyek a növekedés elméletével foglalkoztak.

L. M. Bjelajev szovjet akadémikus viszont a kristálynövekedés és kristálynövesztés gyakorlati problémáival foglalkozott és ismertette az e téren elért eredményeket. Az előadások következő kisebb csoportja a szilárd testek elektronemissziójával foglalkozott. Erről a témáról német és magyar kutatók tartottak érdekes előadásokat.

Rendkívül fontos volt az előadásoknak az a nagy csoportja, mely a félvezető anyagokkal kapcsolatos tudományos eredményeket tárgyalta. Itt főleg a magyar és német kutatók ismertették újabb eredményeiket és vitatták meg ezek jelentőségét. Az elhangzott előadások közül tizenkettő elsősorban a germániumon végzett kísérletekkel, mérésekkel foglalkozott. A párologtatott rétegek és az egykristályok előállítási kérdésein túlmenően, több előadás foglalkozott a diszlokációk kérdéseivel, sűrűségmeghatározásukkal, vándorlásukkal. Érdekesek voltak a dr. Szép Iván Kossuth-díjas vezetése alatt a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézetben és az MTA újonnan létesült Műszaki Fizikai Kutató Intézetében dolgozó fiatal kutatók előadásai. Ezeket az előadásokat élénk vita követte, melynek során kifejezésre jutott az a törekvés, mely az elméleti és kísérleti eredmények összhangjának kimutatására irányult.

Szigetelő és félvezető anyagok elektromos és mágneses terekben való viselkedésével is számos előadás foglalkozott. Ezen a téren különösen a német Boer és munkatársai végeztek érdekes kísérleteket. M. Matyás csehszlovák kutató a mágnesterek hatásáról számolt be. Andrejesin bolgár kutató pedig egy általa felfedezett új fényelektromos effektust ismertetett. A szigetelő ionkristályok röntgensugárzás és fénysugárzás hatására történő elváltozásaiával és NaCl kristályoknak külső erő hatására bekövetkező deformációjával foglalkoztak Targjan Imre professzornak és munkatársainak előadásai.

Az előadásoknak igen nagy csoportja tárgyalta a lumineszkálás jelenségeit. Ezen a területen a müncheni Schön professzor, a liebenwaldei Ortmann professzor és a greifswaldi Witzmann professzor, valamint Budapestről Gergely György és Hangos István tartottak érdekes

előadásokat. A kollokviumon tárgyalt jelenségeknek egy külön csoportját képezik az elektrolumineszcens jelenségek. (Ezeknél elektromos áram, ill. elektromos tér hatására egyes kristályos anyagok fényt bocsátanak ki.) Erről a témáról többek között Wendel berlini fizikus számolt be és a Kossuth-díjas dr. Bodó Zsolt vezetése alatt álló kutatócsoport tartott érdekes előadásokat.

A különböző cink és kadmium vegyületek, köztük elsősorban a cinkszulfid és kadmiumszulfid lumineszcens és más tulajdonságaival tízenegyzet előadás foglalkozott. Az előadásokból kitűnt, hogy ezek az anyagok preparatív szempontból nehezen kezelhetők. Pontos és reprodukálható előállításuk egyáltalán nem nevezhető megoldott, könnyű problémának. Az egyes tényezők ingadozása nagymértékű inhomogenitásra vezet, ami egyúttal egyes — a kísérletek során észlelt — ellentmondások indoka is lehet. A preparatív munka problémái — miként ez Krumbiegl előadásából jól kitűnt — felfokozottan jelentkeznek pl. egykristályok előállításánál.

A kollokvium előadásai között jelentős helyet foglalt el az a mintegy tízenkét előadás, mely a fémek fizikájával, különösen a fémek és ötvözetek szerkezetével foglalkozott. Ezek közül különösen érdekes volt az MTA Központi Fizikai Kutató Intézete igazgatóhelyettesének, Pál Lénárdnak az előadása, amely alumínium-tartalmú vasötvözetek rendeződési folyamatait tárgyalta, valamint Nagy Elemér egyetemi tanár előadása, mely a fémek rácshibáiról nyújtott újabb szempontok szerint összefoglaló áttekintést.

Végül az előadásoknak igen fontos csoportja volt a Kossuth-díjas Millner akadémikus és a vezetése alatt álló munkacsoport előadás-sorozata, amely a magas olvadáspontú fémek fizikájának megismerését vitte előre igen nagy lépésekkel. A wolfram rekristallizációjával és a különböző wolfram-módosulatok kialakulási, képződési folyamataival foglalkozó előadások, elméleti és gyakorlati szempontokból egyaránt nagy érdeklődést keltettek.

E nagyobb kérdés-csoportok mellett számos olyan előadás is elhangzott, mely különálló területeken elért eredményekről, vagy azok összefoglalásáról adott számot. Bár a jelen ismertetés keretei nem nyújthatnak módot ezen értékes előadások anyagának taglalására, remélhetőleg a teljes anyag megjelenésekor módunkban fog állni, ezekre a témákra nézve is visszatérőleg — a most közöltől — részletesebb értékelés, ismertetés.

A kollokvium mérlegét megvonva, úgy látjuk, hogy az igen hasznos volt, mert számos vitatott problémában alkalmat adott a különböző országokban dolgozó tudósok véleményének kicserélésére és egymás tudományos eredményeinek megismerésére. Rendkívül sokra értékelhetők továbbá azok a tudományos kapcsolatok, melyek a különböző országokban élő tudósok között a személyes eszmecserék nyomán kialakultak, vagy megerősödtek. Magyar vonatkozásban a kollokvium nagyon értékes volt abból a szempontból is, hogy a fiatal kutatóknak lehetősége nyílt nemzetközi szintű fórum előtti előadások tartására, annak megmutatására, hogy a hazánkban a népidemokrácia által nevelt ifjúság felkészültsége és eredményei nem maradnak el más nemzeteké mögött.

Szerencsés volt a kollokvium helyének megválasztása is, mert az őszi időszakban Balatonfüred az elmélyült munkához szükséges nyugalom biztosítása mellett természeti szépségeivel, megfelelő szórakozási lehetőségekkel elősegítette, hogy külföldi és hazai vendégeink nemcsak sok újabb ismerettel gazdagodjanak, hanem néhány szép közös kirándulás és kedves este emlékével távozhassanak.

AZ 1959. ÉVI BRÓDY IMRE ÉS SCHMID REZSŐ DÍJASAINK

Jeszenszky Béla tudományos kutató 1953. óta foglalkozik félvezető- és szilárdtest-fizikával. Eleinte alkali-haloidok vezetőképeségét, később a V_2O_5 félvezető anyag tulajdonságait vizsgálta. Újabban szintetikus alkali-haloid egykristályok „jóságát” vizsgálta egy bizo-

nyos kristályhiba, a diszlokáció szempontjából. Ez a nevezetes kristályhiba a szilárdtest fizika igen széles területét érinti, minthogy egy olyan geometriai rendelkezés a kristályrácsban, amely döntő mértékben befolyásolja a szilárd anyag szerkezetérzékeny tulajdonságait. Gondoljunk például az atomáris hibahelyek és diszlokációk kölcsönhatására a különböző transzpor jelenségek-nél (diffúzió, vezetőképeség). Hasonlóan fontos szerepe van a diszlokációknak a plasztikus deformáció, lágyítás, megmunkálási keményedés, kipihenés stb. jelenségeknél. A deformált rácestartományok szinte predesztinálva vannak vacany-k, intersticiális atomok felhalmozására. Fontosságának megfelelően igen nagy az irodalma a diszlokációknak. Az utóbbi tíz évben pedig még a kristálynövekedéssel és a kristálynövesztéssel is kapcsolatba került.

A Kossel-elmélet mellett kifejlődött a Burton, Cabrera és Frank csavardiszlokációs kristálynövekedési elmélet, amelyet egyre több kísérleti eredmény igazol. Amikor Jeszenszky maratási kísérleteit elkezdte (1954), a spirálnövekedési formákat még csak egyes kristályokon figyelték meg, és még nem volt szó arról, hogy ez a jelenség minden anyagnál általános. Ő mutatta ki elsőnek, hogy a spirálnövekedési forma az alkali-halogenideknél is létezik. Ma már azt lehet mondani, hogy ez a növekedési forma általános és fontos, hogy éppen az alkali-halogenideknél Jeszenszky ennek a kimutatási módját kidolgozta. Ugyanis az alkali-halogenid kristályok sok szempontból igen kedvező vizsgálati anyagok. Maratási kísérleteiről egy előzetes értesítésben számolt be a Nature-ben* és az Acta Physica Hungarica-ban** a Gyulai-féle ünnepi számban. Jeszenszky Béla szerény eszközökkel elért eredményeiről külföldi tudósok is (D. A. Petrov szovjet, J. D. Bernal angol, C. V. Raman indiai) elismerőleg nyilatkoztak. A maratás igen érzékeny, nagy gondosságot igénylő vizsgálati módszer, amely azt a kis oldódási differenciát használja ki, amely a hibátlan rács és a diszlokált rács között van.

NaCl egykristályok diszlokációinak kimutatására két-féle reagenst kísérletezett ki. Az egyik, az R_1 ($CH_3COOH + HNO_3 + H_2O$ kb. 75%, 5% és 20% összetételben), a másik, az R_2 ($C_2H_5OH + FeCl_3 + H_2O$ kb. 90%, 0,5% és 10% összetételben) reagens. A két reagens ugyanazokat a diszlokációkat hozza ki, mégis van hasznosítható egyedi tulajdonságuk. Az R_1 reagens minden maratási gödre egyforma méretű. Az R_2 megkülönbözteti a kristályba belenőtt (as-grown) és az utólag (pl. plasztikus deformációval) belevitt diszlokációkat a maratási gödrök mérete által (az utóbbiak kisebbek). Az R_1 maratási gödre [100] irányúak az R_2 reagensé [110] irányba mutatnak alapfelülről. Az R_2 reagens kényelmes 10–30 perces maratási időket enged meg és használható pl. R_1 reagens után is, míg fordított sorrendben nem lehetséges. Az R_1 maratási ideje néhány sec.

Jeszenszky Béla az irodalom tanulmányozása alapján, de sok tekintetben teljesen függetlenül (pl. R_1 és R_2 reagenst NaCl-nél ő alkalmazta először) használta a kémiai reagenssel való vizsgálati módszert NaCl egykristályok vizsgálatára. Az R_2 reagenssel kezelve egy NaCl egykristály próbatestet, a maratási kép alapján néhány perc alatt tájékozódhatunk arról, hogy a próbatestet több vagy kevesebb diszorientált blokkból áll. Vagy hogy mekkora a négyzetcentiméterenkénti diszlokációk száma, vagy a kis-szögű szemcsék szögkülönbsége. Milyen mértékű plasztikus deformációt szenvedett a próbatestet pl. a hasítás alkalmával. Tanulmányozható a temperálás hatása a diszlokációk sűrűségének változására és mozgásuk kapcsán. Megfigyelhetők a poligonizáció néven ismert jelenség és szemcséhatárokból kidiffundáló diszlokációk is.

Összefoglalva az elmondottakat, azt hiszem sikerült érzékeltetni, hogy Jeszenszky Béla, ha szerény lépéssel is, de előrevitte a hazai szilárdtest fizika kutatást azzal, hogy maratási eljárásával kiterjesztette a NaCl egykristályokra vonatkozó ismereteinket. Az alkali-haloid kristályok ismét jó modellt szolgáltatnak egy igen fontos szilárdtestfizikai fogalom, a diszlokáció keletkezése, el-

* Jeszenszky B. Nature, 181, 559–560. 1958.

** Jeszenszky B. Acta Phys. Hung. 8. 147. 1957.

rendeződése, tulajdonságai vizsgálatához. Az eredmények nemcsak szilárdtest fizikával foglalkozók, hanem a metallográfusok számára is hasznosak, hiszen a fémekben, ötvözetekben is lényegében ugyanúgy viselkednek a diszlokációk, de mivel nem átlátszó anyagról van szó és nem hasadnak, sokkal nehezebben vizsgálhatók, mint az átlátszó, jól hasadó NaCl egykristályok.

Az 1959. évi Schmid Rezső-díjat *Ketskémty István* kapta. 1927-ben született Dombegyházon. Gimnáziumi tanulmányait a szegedi Klauzál Gábor Gimnáziumban végezte 1946-ban. Egyetemi tanulmányait a Budapesti Tudományegyetemen kezdte meg, egy félév elvégzése után azonban átiratkozott a Szegedi Tudományegyetemre és itt szerzett 1950-ben matematika—fizika szakos középiskolai tanári oklevelet. A Kísérleti Fizikai Intézet-hez 1950. májusában nevezték ki demonstrátornak. Egy év kivételével, amikor a Természettudományi Kar Tanulmányi Osztályának vezetője volt, folyamatosan ennek az intézetnek munkatársa. 1951-től 1954-ig dr. Budó Ágoston akad. lev. tagnak, az intézet igazgatójának az aspiránsa volt; kandidátusi fokozatot 1954-ben nyert. Az alatt a mintegy tíz év alatt, amióta az intézetben dolgozik, eredményes vizsgálatokat végzett a lumineszcencia tárgykörében. Mind a kísérleti munka módszereinek tökéletesítése, mind pedig a jelenségek molekuláris és fenomenológiai elméletének gazdagítása révén jelentős mértékben járult hozzá e témakörön belül a tudományos ismeretek bővítéséhez. Különösen kiemelendő ama munkássága, amelyet az utóbbi évek során a lumineszkáló oldatokban lejátszódó energiaátadási folyamatok értelmezésének, a szekundérfluoreszcencia-jelenségek számitásbavételével való előkészítése, majd legutóbb az energiavándorlás közelebbi tanulmányozása terén kifejtett. Eddig 15 idegen nyelvű dolgozata jelent meg és több ízben tartott előadást a fizikus vándorgyűléseken. A Kísérleti Fizikai Intézetben nagy lelkesedéssel és igen eredményesen foglalkozik a fiatalabb munkatársakkal, és nagyrészt ennek az értékes munkának köszönhető, hogy a molekuláris lumineszcencia terén dolgozó fiataloknak is jelentek már meg említésre méltó publikációi. Rendkívül lelkes, széleskörű és eredményes társadalmi munkát végzett és végez. Éveken keresztül mint az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportjának titkára kiemelkedő szervezési munkát folytatott.

A KÜLFÖLDI HIREI

A *novo-voronyezsi* atomerőmű építésénél gyorsított ütemben folyik a fő objektumok felállítása. Megépültek a közlekedési vonalak: 20 km-nyi vasútvonalat és új autótutat adtak át a forgalomnak. Elkezdtek az elektromos távvezeték építését. Üzembe helyezték a vasbeton keverő üzemot, a fafeldolgozó kombinátot, és a műhelyeket. Megépült az erőmű gépterme, s az összekötő épület-tömb. A fő reaktorépületben elkezdtek a beton lerakását. A *harkovi Kirov-gyárban* befejeződött a *novo-voronyezsi* atomerőmű első 70 kW-os gőzturbinájának tervezése és kivitelezése. A turbina 29 atm. nyomású és 231 C° hőmérsékletű telített gőzzel fog működni. A gőz nedvességtartalma nem haladja meg a 12%-ot.

*

Taskentben szeptember—október hónapban rendezték az atomenergiaának a Szovjetunióban folyó békés felhasználását bemutató kiállítását. A kiállítás megnyitása egybeesett az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó, ugyancsak Taskentben megtartott konferencia időpontjával. A kiállítás egyike a legjelentősebb a szovjet külföldi és belföldi vándorkiállítások között. (Atomnaja Enyergija 1959.)

*

H. Bhabhának, az indiai atomenergia bizottság elnökének közlése szerint 1964-ig Bombayban egy 250 MW-os atomerőművet építenek.

*

Szovjet atomtudósok küldöttsége V. Jemeljanov professzorral, a Központi Atomenergia Hivatal elnökével az élén, látogatást tett az amerikai AEC meghívására az Egyesült Államok-beli fontosabb atomkutató központokban és egyéb nukleáris létesítményekben. (Nuclear Power, 1959.)

*

C. T. Wilson Nobel-díjas angol professzor november 15-én 90 éves korában meghalt. Az ő nevéhez fűződik a ködkamrás eljárás bevezetése 1911-ben. Wilson 1927-ben A. H. Comptonnal együtt Nobel-díjat kapott.

*

Az *Egyesült Államok Atomenergiabizottsága* tárgyalásokat folytat a Sargent et Lundy vállalattal egy 40 MW hőteljesítményű iparigőzt fejlesztő reaktor építése ügyében. Az alacsony hőmérsékletű gőzt valószínűleg egy még közelebből meg nem nevezett vízdesztillációs üzem fogja felhasználni. (Atomwirtschaft, 1959.)

*

A nukleáris paraméterek mérése terén történő együttműködés érdekében az Európai Atomenergia Ügynökség keretében új bizottság alakult Nuclear Data Committee névvel. (Nuclear Engineering, 1959.)

*

Anglia és az Egyesült Államok között 1955-ben aláírt egyezmény értelmében, amint azt Londonban közölték, a fejlettebb típusú gázhűtéses reaktor tervezésére, konstrukciójára és üzemeltetésére vonatkozó információkat kölcsönösen kicserélik. Az információs anyagot az ipar számára is hozzáférhetővé teszik. A dokumentációs anyagnak ez a cseréje egyelőre csak a már működő amerikai Oak-Ridge-i és az angliai windscale-i (és a vele kapcsolatos HERO) erőművekre vonatkozik. (Nuclear Power, 1959.)

Nemcsak az amatőr csillagászok megfigyeléseit segítő napi csillagászati adatokat közli, hanem a csillagászat újabb eredményeiről is tájékoztat a Tudományos Ismeretterjesztő Társulat kiadásában megjelenő évkönyv. A csillagászat napjainkban egyre inkább összefonódik a fizikával, ezért az átfogó természettudományos világkép kialakítására törekvő fizikusok számára is élvezetes olvasmányt nyújt az évkönyv több cikke. Ha nem tekintjük a szakismeretekkel nem rendelkező amatőröknek szánt írásokat, akkor is gazdag anyagot ad az idei évkönyv. Néhány közleményt említünk meg a sok közül.

Detre László, a szabadsághegyi akadémiai csillagvizsgáló igazgatója részletes beszámolót ad az elmúlt év csillagászati eredményeiről. Több szakember együtt dolgozta fel az elmúlt naptevékenységi időszakot csillagászati, geofizikai, meteorológiai, orvosi szempontból. *Róka Gedeon* gondolatébresztő és sematikus formákat elkerülő írásban elemzi az univerzum anyagi összetételével kapcsolatos filozófiai problémákat. *Barta György* az égitestek mágnességével, *Szimán Oszkár* a csillagokban lefolyó termonukleáris reakciókkal, *Földes István* rádiótávcsövekkel, *Theurewck, ifj.* *Barta és Gauser* a csillagászat történetével foglalkozik. Legigényesebb és legérdekesebb a csillagok születésére és fejlődésére vonatkozólag utóbbi években szerzett ismereteket tárgyaló dolgozat *Detre László* tollából. A benne foglalt eredmények tudomásulvételre annál inkább méltóak, mert teljesen új perspektívába helyezik mindazt, amit korábban az univerzum történetéről tudni véltünk.

Kár, hogy az érdeklődők évközben nélkülözni kénytelenek egy olyan magyar csillagászati folyóiratot, amely folyamatosan tájékoztatná olvasóit ezen virágzó tudománynak az emberi művelődéshez szervesen hozzátartozó eredményeiről. Ez annál inkább sajnálatos, mert a múltban — ha megszakításokkal is — létezett hazánkban csillagászati lap.

M. Gy.

A KOLOZSVÁRI V. BABES ÉS J. BOLYAI EGYETEMEK KÖZLEMÉNYEI

(II. évfolyam 1—2. szám, 1957)

A kolozsvári tudományegyetemek természettudományi karának egy-egy évi munkájáról adnak áttekintést a „Közlemények” egyes kötetei, amelyekben matematikai, fizikai, kémiai, földtani, földrajzi és természetrajzi

tárgyú cikkeket találhatunk. A köteteket az egyetemek mind magyar, mind román nyelven megjelentetik.

Természetesen, itt a szóbanforgó kötet fizikai tárgyú tanulmányainak ismertetésére szorítkozhatunk, bár ezek érdekesség és jelentőség szempontjából elmaradnak a matematikai témával foglalkozó cikkektől.

A kötetben két fizikai tárgyú dolgozat van: *László Tihamér és Földes Ferenc*: „Készülék természetes földáramok mérésére” és *Gábos Zoltán*: „Vizsgálatok a gravitációs tér metrikájával kapcsolatban.”

László Tihamér és Földes Ferenc egy általuk kidolgozott mérési eljárást és mérőberendezést ismertetnek az altalajban folyó elektrolites földáramok és potenciálterük meghatározására. A mérési eljárás tulajdonképpen a szokásos; kompenzációs feszültségmérésen alapul. Egy ilyen kompenzációs eljárást és annak gyakorlati alkalmazása során elért eredmények egy részét ismertetik.

Gábos Zoltán a gravitációs kölcsönhatásoknak az elektromágneses kölcsönhatásokkal analóg tulajdonságait vizsgálja. A tömeg- és a gravitációs állandó négyzetgyökének szorzatát gravitációs töltésként értelmezve, valamint a gravitációs erőter leírására skalár- és vektorpotenciált alkalmazva kimutatja, hogy a gravitációs kölcsönhatásban két járulékal különböztethető meg, egy elektromos típusú és egy mágneses típusú. Nyilvánvaló — és ezt *Gábos* is hangsúlyozza —, hogy a gravitációs kölcsönhatás elektromos és mágneses típusú részének a tulajdonképpeni elektromos és mágneses térhez *semmi* köze nincsen a *formális hasonlóságon* kívül. (H. A. Wilson fizikai kapcsolat fennállására vonatkozó feltevését nem lehetett kísérletileg bizonyítani. Wilson szerint ugyanis egy állandó sebességgel mozgó m tömegű test ugyanolyan mágneses teret kelt, mint az ugyanúgy mozgó, de $e = m\sqrt{\gamma}$ nagyságú elektromos töltés. Itt γ a gravitációs állandó.) A továbbiakban *Gábos* felírja a gravitációs vektor- és skalárpotenciálok segítségével a Lagrange-függvényt és ebből meghatározza az ívelemnégyzetet. Ebből kiindulva meghatározható pl. a Nap körül keringő Merkúr bolygó pályája is, és az általános relativitáselmélettel összhangban kiadódik a perihélium eltolódása. A gravitációs és elektromágneses kölcsönhatások közti analógia tárgyalása közben érdekes módon nem történik említés arról, hogy ezt az analógiát Hans Thirring már 1918-ban tárgyalta (Physikalische Zeitschrift 19. 204). Thirring az Einstein-féle gravitációs egyenleteket és a geodetikus mozgásegyenleteket első közelítésben felírva *formailag* ugyanolyan egyenletekre jutott, mint az elektromágneses erőter Maxwell-egyenletei és a Lorentz-féle mozgásegyenlet, s a gravitációs tér skalár és vektorpotenciáljának konkrét kifejezéseit is megadta.

A. I.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Egyes rácslyukak (vakanciák) közvetlen kimutatása sikerült E. W. Müllernek platina kristályban az úgynevezett térelektronmikroszkóppal. Ez egy a térelektronmikroszkóphoz hasonló berendezés, amelynél azonban a ballonban alacsony nyomású héliumgáz van. A csúcs közelében kialakuló nagy térerősség polarizálja a He atomokat és azok megindulnak a csúcs felé, de attól 4—8 Å távolságban nagy valószínűséggel ionizálódnak, és az ionok az ekvipotenciális felületekre merőlegesen, a csúcs felé repülnek. Ionizáció elsősorban ott következik be, ahol a felület lokális görbülete nagy, pl., ahol egy atomréteg végződik, vagy valamilyen más inhomogenitás van. Az elért felbontóképesség kb. 4 Å. A vizsgálat mélységben is elvégezhető, ha megfelelő feszültség alkalmazásával a felső atomrétegeket sorban elporlasztjuk. Ezzel a technikával Müller az 1500 C°-ról hirtelen lehűtött

Pt mintánál, folyékony hidrogén hőmérsékletén, befigyaszott egyes lyukakat és lyukpárokat talált. Öt megfigyelt lyukhelyből és az elporlasztott atomok számából $5,9 \cdot 10^{-4}$ lyukkonzentrációt és 1,15 eV képződési energiát kapott; ez jól megközelíti a más mérésekből származó adatokat. (Z. für Physik 156. 399 [1959]). Zs. L.

γ -sugarak visszalökés nélküli rezonancia-abszorpciója.

Az atomháj-spektroszkópiából jól ismert általános jelenség az, hogy az atomok az általuk kibocsátott hullámhosszúságú sugárzást rezonanciaszerűen abszorbeálják. Már 1929-ben felmerült a gondolat, vajon az egyes atommagok által kisugárzott γ -sugárzást ugyanazon fajtájú atommagok képesek-e rezonanciaszerűen, nagy hatáskeresztmetszettel abszorbeálni. Első kísérletképpen a ThC magok β -bomlása során keletkező Pb²⁰⁸

magból kibocsátott 2,62 MeV energiájú γ -sugárzás abszorpcióját vizsgálták ólomban. Semmi olyan mérési eredményt nem találtak, ami arra mutatott volna, hogy valamilyen rezonancia-effektus fellép. Könnyen megmagyarázhatjuk ennek az okát. Legyen a γ -sugarat kibocsátó atommag gerjesztett állapotának energiája E_0 . Nyilvánvaló, hogy az abszorbeáló atommag csakis ezzel az E_0 energiával egyenlő energiájú γ -kvantumokat abszorbeálhat. Márpedig az E_0 energiájú nívóról kilépő γ -kvantum energiája mindig kisebb E_0 -nál, mert a γ -sugárzás az atommagból kilépve az impulzusmegmaradás törvénye miatt az atommagot visszalöki. A visszalökött mag energiája

$$R = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (1)$$

ahol M a visszalökött mag tömege, c a fénysebesség. A γ -kvantum energiája tehát

$$E_\gamma = E_0 - \frac{E_0^2}{2Mc^2}$$

Az abszorbeáló magba való belépéskor ugyancsak R nagyságú energiavesztés van a visszalökés miatt, tehát végeredményben az E_0 nívóról kilépő γ -sugárzás energiája $2R$ energiával kisebb, mint amekkora a rezonancia létrehozásához szükséges. A $2R$ energia atommagok esetében általában mindig jóval nagyobb, mint a rezonancianívó szélessége (atomok esetében is van visszalökés, csak ott a fotonok visszalökéskor veszített energiája elhanyagolható a kibocsátó, illetve abszorbeáló nívók szélessége mellett), ezért nem jön létre egyszerű esetben rezonancia-abszorpció.

1950-től kezdve több szellemes módszert dolgoztak ki a visszalökés miatt bekövetkező energiavesztés pótlására. Mössbauer 1959-ben kimutatta, hogy egyes esetekben nem lép fel visszalökés, ami rendkívül sok érdekes kísérleti lehetőséget rejt magában.

A γ -sugárzást kibocsátó és abszorbeáló atommagok legyenek valamilyen kristályszerkezetben. Ha a γ -sugárzás energiája elég kicsi, (pontosabban, ha a visszalökési R energia kisebb, mint a kristályban a Θ Debye-hőmérsékletnek megfelelő energia), akkor az emissziós és abszorpciós esetek egy részében (ez az emittáló és abszorbeáló kristály hőmérsékletétől függ) a visszalökött mag nem szakad ki a kristálykötésből, a γ -kvantum az egész kristályt löki meg. Ebben az esetben a visszalökési R energia lényegében zérus, mert hiszen (1) nevezőjében most a kristályban levő atomok száma tehát rendkívül nagy szám szerepel szorzóként. A γ -sugárzás tehát pontosan beletalál ezekben az esetekben az abszorbens energianívójába, az abszorpció rezonanciaszerűen nagy hatáskeresztmetszettel lép fel.

Mössbauer az Ir^{191} 130 keV energiájú γ -sugárzásával mutatta ki az effektust. A vonal természetes szélességét úgy mérte meg, hogy a forrást kis sebességgel mozgatta az abszorbens felé és vele ellentétes irányban. A Doppler-effektus miatt ebben az esetben kis mértékben változott a kilépő γ -sugárzás energiája. Körülbelül 1 cm/sec sebességű mozgás esetén már elérte a rezonancia-görbe félérték szélességét, ez nagyságrendben 10^{-6} eV volt. A rezonancia-görbe mérése tehát $10^{-6}/1,3 \cdot 10^5 \approx 10^{-11}$ -ed rész energiaváltozást kimutatott.

Azóta több mag esetében végeztek hasonló kísérletet. Ezek közül kétségtelenül a legérdekesebb a Fe^{57} . Ez a mag 14,4 keV energiájú γ -sugárzást bocsát ki, amelynek a mérések során kapott félérték szélessége $8 \cdot 10^{-9}$ eV. Ilyen energiaváltozáshoz $\sim 0,01$ cm/sec sebességgel kellett mozgatni a sugárforrást. A relatív energiaváltozás, amit itt könnyen ki lehet mutatni, $6 \cdot 10^{-13}$, illetve ennek a század része is kimutatható, ha a rezonancia-görbe alatti terület centroidjainak elmozdulását mérjük. A Fe^{57} mag esetében sikerült azt is kimutatni, hogy a vas belső mágneses terében a γ -nívó hiperfinom felbomlást mutat, amelynek értéke nagyságrendben 10^{-8} eV.

A γ -sugarak visszalökö résmentes rezonancia abszorpcióját több olyan probléma eldöntésére lehet felhasználni, amelyeknél mindig relatív energiaváltozást kell kimutatni. Ilyen problémákat többen fölvetettek már; ezek közül említsük meg az általános relativitáselméletből következő gravitációs vörös-eltolódást és a speciális relativitáselmélet által várt transzverzális Dopplereffektust.

K. L.

Az általános relativitáselmélet új bizonyítéka: földi kísérlet a gravitációs frekvenciaeltolódás kimutatására. Az általános relativitáselmélet egyik érdekes következménye, hogy a gravitációs térben haladó elektromágneses sugárzás frekvenciája — a gravitációs potenciál változása által megszabott mértékben — megváltozik. Ezt a jelenséget eddig kizárólag csillagászati megfigyelések segítségével próbálták kimutatni: a Földnél lényegesen nagyobb tömegű csillagokból érkező fény frekvenciaváltozását vizsgálták meg. Minthogy ebben az esetben a (negatív) gravitációs potenciálnak a fényforrás helyén felvett értéke lényegesen felülmúlja a megfigyelés helyén (a Földön) érvényes értéket, az általános relativitáselmélet alapján azt kell várnunk, hogy a földi megfigyelő a csillagon kibocsátott fény atomi szinképvonalaihoz tartozó frekvenciákat kisebbnek találja, mint a földi fényforrásból származó fény megfelelő szinképvonalainak frekvenciáit. Más szóval: azt kell várnunk, hogy a nagy tömegű csillagokról származó fény szinképvonalai a földi fény szinképvonalaihoz képest el vannak tolódva, mégpedig a vörös felé (gravitációs vöröseltolódás). A csillagászati mérések kvalitatíve igazolják a gravitációs frekvenciaeltolódás létezését, a mérési eredmények kvantitatív kiértékelését azonban néhány körülmény megnehezíti. A szinképvonalak eltolódásának ugyanis más okai is lehetnek, így pl. a csillagok atmoszférájában végbemenő áramlások, a fotonok energiavesztéssel járó kölcsönhatása útközben.

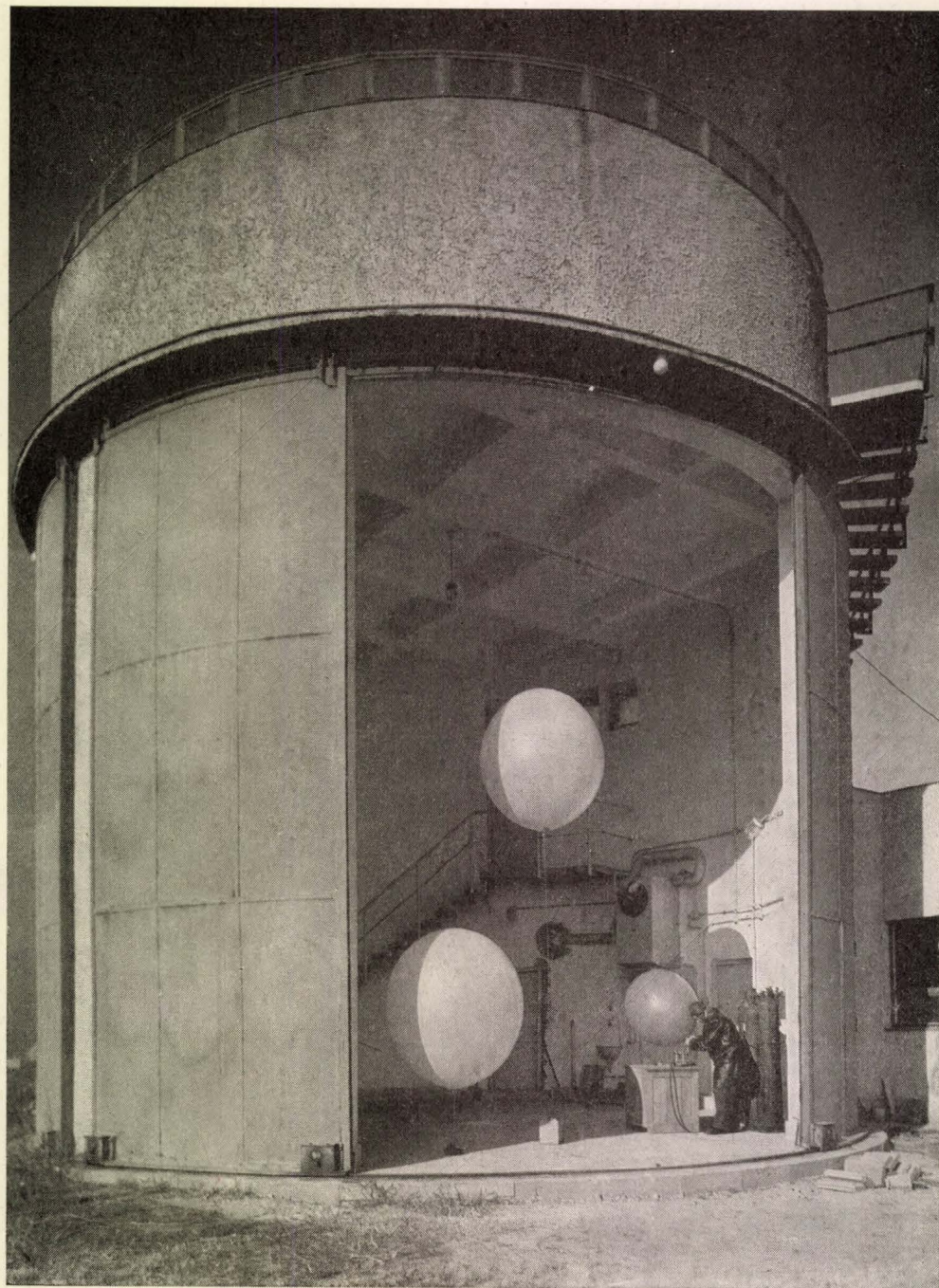
Éppen ezért nagy érdeklődésre tarthat számot a harwelli A. E. R. A. kutatói, Cranshaw, Schiffer és Whitehead által elvégzett kísérlet, melyben először használtak földi sugárforrást a gravitációs frekvenciaeltolódás igazolására. Egy 13 m magas víztorony tetején gamma-sugárzást kibocsátó Fe^{57} preparátumot helyeztek el, a sugárzás frekvenciáját (a gamma-kvantumok energiáját) a torony alján mérték Mössbauer módszerével. Itt a földi gravitációs potenciálkülönbség eredményeként volt várható, hogy míg a gamma-sugárzás a torony tetejéről annak aljához ér, frekvenciája megváltozik. A mérés eredménye megerősíti az általános relativitáselméletet, az elméleti és a mért érték viszonya $0,95 \pm 0,43$. A pontosság fokozására további mérések vannak folyamatban. Hasonló eredményre jutottak Dubnában és a Harvard Egyetemen is. (Nature, 185 (1960) 653) Gy. G.

A Nap—Föld távolság pontosabb meghatározása. A Yale-i egyetem csillagászai azt tervezik, hogy a következő év folyamán pontosabban meghatározzák a Nap és a Föld kölcsönös távolságát. Ennek a távolságnak minél pontosabb ismerete nemcsak csillagászati szempontból fontos, hanem a rakétapályák számításában is lényeges szerepe van. Értékét jelenleg 1:20 000 pontossággal ismerjük, vagyis a hiba kb. ± 7500 km. A csillagászok azt remélik, hogy sikerül a hibát ± 300 km-re csökkenteni. A mérési módszer azon alapszik, hogy az intersztelláris térben található hidrogénfelhők a távoli rádiócsillagok sugárzását abszorbeálják és ezáltal emisszióra gerjesztődnek. Az abszorpciós szinkép eltolódást mutat a felhő és a Föld relatív mozgása miatt. Az eltolódás mértékét félevenként megméri, amikor a Föld a csillag felé, ill. azzal ellentétes irányban mozog. Felteszik, hogy a felhő sebessége az állócsillagokhoz képest nem változik. A hidrogénvonalak eltolódásának különbségéből a Föld sebesség meghatározható. Ebből és a Föld keringési idejéből kiszámítható a Föld és a Nap kölcsönös távolsága. (Phys. Blätter, 12. 1959.) Sz. J.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



6.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos
Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre,
Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túriné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Marx György: Antigravitáció

Biró Gábor: A hő problémája és az energiafogalom kialakulása
a XIX. század első felében

Bozóki Gy.—Gombos É.: Mag kölcsönhatások viselkedése extrém
nagy energiáknál

Bodó Z.—Weissburg J.: Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása
és a hazai kutatások eredményei, II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Holics László: A fizika középiskolai tantervéről

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Д. Маркс: Антигравитация

Г. Биро: Проблема теплоты и развитие понятия
энергии в первой половине XIX века

Д. Бозоки—Е. Гомбош: Ядерные взаимодействия
при сверхвысоких энергиях

З. Бодо—Й. Вейсбург: Современное состояние зна-
ния об электролюминесценции II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Г. Голлич: О новом плане обучения физики в сред-
них школах

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

G. Marx: Antigravitation

G. Biró: Das Problem der Wärmemenge und die
Entwicklung des Energiebegriffs in der ersten
Hälfte des XIX. Jahrhunderts.

G. Bozóki—E. Gombos: Kernwechselwirkungen bei
extrem hohen Energien.

Z. Bodó—J. Weissburg: Die gegenwärtige Lage
auf dem Gebiete der Elektrolumineszenz II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

L. Holics: Über den Physik — Mittelschullehrplan

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
Fortschritte der Physik

Címkepünk: Műszeres és szélmérő léggömbök töltése az aerológiai laboratóriumban
(Marcell György Obszervatorium)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1960. III. 10

Példányszám: 1500

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Terjedelm: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 51013/60. — Felelős vezető: Bernát György

Hibaigazító a 4. számhoz

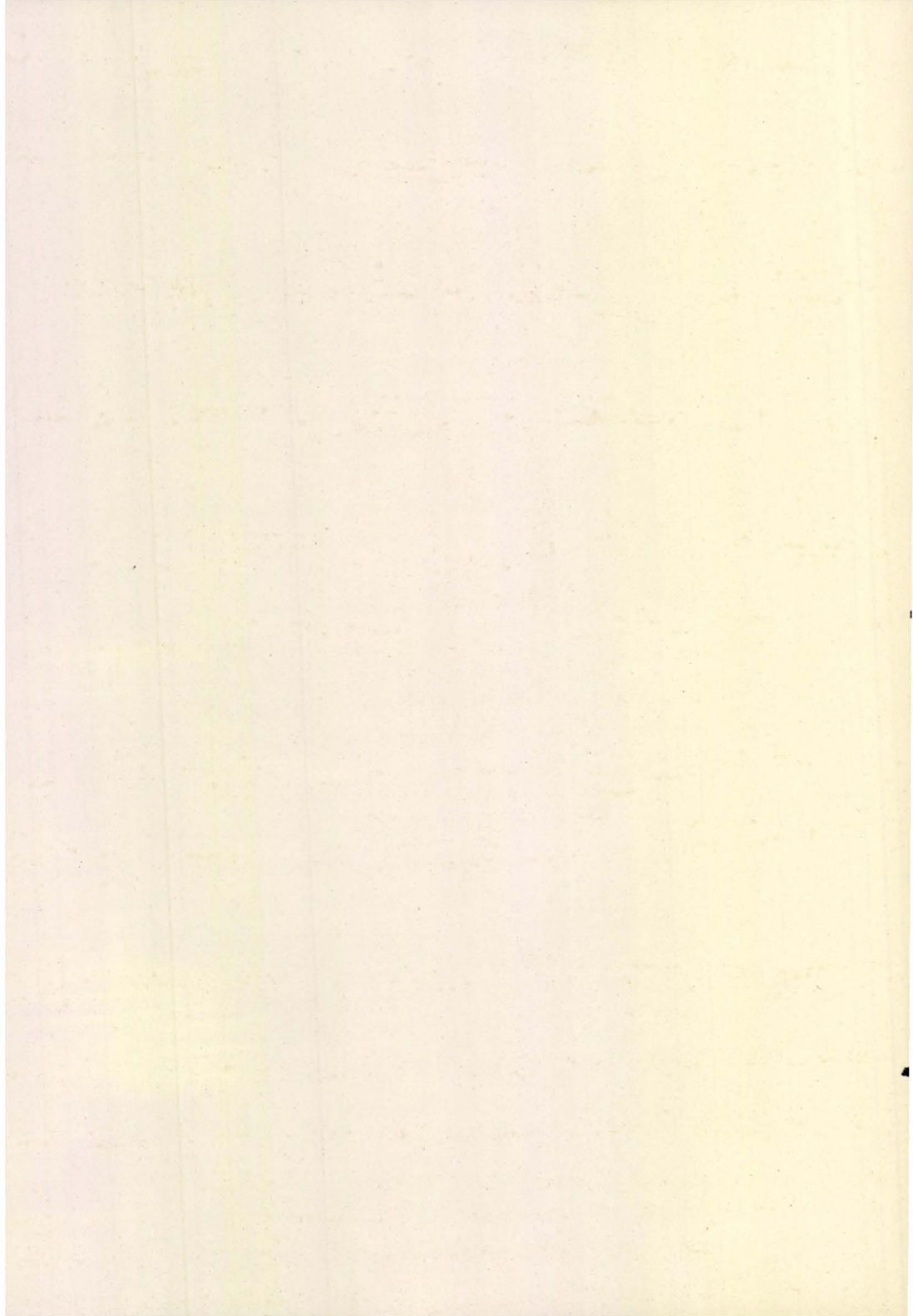
A Szerkesztő Bizottság célul tűzte ki, hogy a Fizikai Szemle hasábjain a fizika gyakorlati alkalmazásai minél több helyet kapjanak. Ennek a keretében kértük fel a „Fénycsövek fizikája” c. cikk szerzőjét, hogy röviden ismertesse a fénycsöveket. Időhiányból eredő technikai okokból a cikk előkészítése és korrekciója nem történhetett a megszokott gondossággal és így történhetett meg, hogy a cikkbe néhány sajnálatos elírás és értelemzavaró sajtóhiba csúszott, amelyek miatt ezúton kérjük olvasóink elnézését.

A leglényegesebb hibákat az alábbiakban közöljük:

111. oldalon 1. pontban 400-800 A° helyett,
4000—8000 A° olvasandó.
2. pontban 1000 trillió helyett,
1 trillió olvasandó.
3. pontban 60 és 120 eV helyett,
2—3 eV olvasandó.
112. oldalon első hasámban a második képlet utáni sorban
1—2 cm helyett 10^{-2} cm olvasandó,
második hasámban felülről az 5. sorban
100 eV helyett 10 eV olvasandó.

Vitatható az 1. pontban fénycső elnevezés is, ugyanis az ú. n. neoncsöveket nevezi ennek a szerző, holott a hazai szakirodalom a fénycső megjelölést az alacsony nyomású higanygőzkisülékes csövek azon csoportjára kívánja fenntartani, melyek izzókatódosak és ultraibolya sugárzást látható sugárzást átalakító fénypor-bevonattal vannak ellátva.

A 6. pontban III. táblázatban HLm helyett, Lm-nek kell szerepelni a fejrovtanban. A táblázatban feltüntetett Lm/W teljesítményre eső fényáram értékek közül az alacsony feszültségű csöveknél 38 Lm/W szerepel, holott a modern fénycsöveknél már elérték ennek az értéknek kb. kétszeresét.



FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

6. szám

1960. június

Antigravitáció?

Akik szeretik olvasni H. G. Wells fantasztikus regényeit, jól ismerik Dr. Cavort. A professzor az erőterek fizikájának kutatója és feltalálta azt az anyagot, amely a gravitációs tér elszigetelésére képes. Ezután számára már semmiség az űrutazás valóra-váltása: az utazókabin aljára helyezi a cavoritot, megszűnik az űrhajó számára a súly, a Föld vonzása, de a felülről továbbra is ható Hold-gravitáció segítségével felrepül a Holdba. Itt megismerkedik a Holdlakókkal, akik természetesen intelligens lények. Jól is tartják a professzort mindaddig, amíg ő véletlenül nem kezd mesélni az emberek különös szokásáról, a halálthozó fegyverekkel vívott háborúról...

Tagadhatatlan, hogy a gravitáció nyűgének lerázása sokat könnyítene közlekedési problémáinkon. Nem meglepő, hogy az antigravitáció tudományos körökben felmerült hipotézise nagy szenzációt keltett, még egyes repülőgyáros amerikai vállalkozók is siettek nyilatkozni az üzemeikben folyó „sikeres” előrehaladásról. Olvasóink kifejezett kívánságának teszünk eleget, amikor beszámolunk a tudománytörténet ezen érdekes epizódjáról.

Hogy az előzményeket megértsük, az elemi részek fizikájából kell kiindulnunk. Jól ismert minden fizikus előtt, hogy a természetben előforduló legtöbb anyag érdekes kettősséget mutat, amely leg-szembeszökőbben a pozitív és negatív villamosság léteben nyilvánul meg. Az elemi részek minimális kivétellel két tükörkép-állapotban fordulnak elő. E két állapotban a részecskék minden sajátága megegyezik, eltekintve a töltések előjelétől. (Itt most nem gondolunk kizárólag elektromos töltésre.) Például

Elektron (negatív elektromos töltés)	Pozitron (pozitív elektromos töltés)
Proton (pozitív elektromos és baryontöltés)	Antiproton (negatív elektromos és baryontöltés)
Neutron (pozitív baryontöltés stb.)	Antineutron (negatív baryontöltés) stb.

Mindössze két kivétel ismeretes, amelynél az állapotok megkettőződése nem mutatkozik: a foton és a semleges pion esete.

A természet egyik alapvető törvénye, hogy a két részecskefajta minden szempontból egyformán viselkedik, azonos egyenletek írják le mozgásukat. A „pozitív” és „negatív” jelzők csak a töltések ellentétes előjelét kifejező konvenciószerű megkülönböztetést fejeznek ki, nem pedig értékítéletet. A két anyag-típus egyenrangúságát nevezzük a természet töltés-szimmetriájának.

Meglepő azonban, hogy míg az anyag törvényei töltésszimmetrikusak, az anyag eloszlása környezetünkben nem ilyen. Földünkön és a környező égítesteken az atomok mind a táblázat baloldalán felsorolt részecskékből (elektronból, protonból, neutronból) épülnek fel. Ezeket közös névvel, *szubsztanciák* mondjuk, nem viselkedésük, hanem pusztán földi gyakoriságuk alapján. Ellenkező töltésű testvéreik (a táblázat jobboldalán), amelyeket *antirészecskék* nevezünk, teljesen hiányoznak a Föld állandó anyagából. Csak átmenetileg hívható életre egy-egy példányuk a legnagyobb gyorsítókkal.

Mi lehet ennek az érdekes aszimmetriának az oka? Vajon a világmindenség egyetemes töltés-aszimmetriájáról van-e szó, vagy pedig lokális aszimmetriáról? Talán távoli térrészekben antirészecskékből felépült csillagok fordulnak elő? Izgalmas kérdések, amelyek megválaszolása az anyag ma még ismeretlen törvényeinek feltárására vezethet bennünket.

Sok kutató hipotézisként elfogadja, hogy az univerzum anyaga felerészben közönséges anyagból, felerészben antianyagból épül fel (Blohincev, Morrison, Goldhaber stb.). Hogy az antirészecskék miért különültek el a világ távoli tájaira a közönséges részekről, arra többek közt Bondi angol csillagász is próbált feleletet találni. 1957-ben a következő hipotézist állította fel:

a közönséges részek közt gravitációs vonzás, az antirészecskék közt gravitációs vonzás áll fenn, de közönséges rész és antirész közt gravitációs taszítás hat.

Ez az *antigravitáció* hipotézise. Más szóval úgy is kifejezhetjük a Bondi-féle feltevést, hogy a pozitív és negatív kettőssége nemcsak az elektromosságra, hanem a gravitációra is érvényes: a közönséges részek és antirészecskék tehetetlen tömege egyenlő, de súlyos tömegük ellentétes előjelű. Így érthetővé válik

az antirészek irántunk érzett ellenszenve. Oka a gravitációs tasztítás. Ez sodorta szét az univerzum két távoli vidékére a közönséges részeket (itt élünk mi) és az antirészeket.

Az elképzelés nem is tűnik ellenszenvesnek, ésszerű magyarázat lehetőségét igéri a világegyetem egyik érdekes problémájára.

Annál ellenszenvesebb az a korai és túlzott hírverés, amelyet az elmélet körül csaptak (elsősorban az Egyesült Államokban). Egyes élelmes fizikusok (?) igyekeztek a repülőgéárokat időben informálni, természetesen jóljövödelmező „kutatási megbízás” reményében. A súly nyúge alól kivonható „graviplán” megvalósítását ígérték. A recept egyszerű: az űrhajó vigyen magával 1 tonna tehetetlen tömegű hidrogént és tőle elkülönítve (ez fontos!) 1 tonna tehetetlen tömegű antihidrogént. A kettő egyesülésekor a nyugalmi energia ideális 100% hatásfokkal alakul át mozgási energiává, annyi energia szabadul fel, mint többszázmillió tonna kémiai üzemanyagból. És mekkora az üzemanyagrákomány súlya? 1 tonna hidrogéné + 1000 kilopond, 1 tonna antihidrogéné — 1000 kilopond, a kettő együtt 0 kilopond. (Talán még jobb volna kicsit több antihidrogént felvenni, ekkor az üzemanyag súlya segítene a magasba emelésben a rakéta holt terhét.) Már csak olyan részletkérdés volt hátra, mint a tonnányi antihidrogén előállítása, raktározása, meg a rakétamotor kivitelezése. . .

Talán az sem lehetetlen, hogy azok a „lények”, akik a Vénuszról érkeztek a „repülő csészealjakra” és egy 68 esztendő nyárspolgárt, Mr. Adamskit választották szószólójukul (Mr. Adamski személyes tanúbizonysága szerint), szintén antigravitációs motorral közlekednek, hogy önként vállalt kozmikus rendőrszolgálatukat ellássák? Mindenesetre feszült érdeklődéssel várjuk azt a pillanatot, amikor Mr. Adamskin kívül más számára is láthatóvá válnak. . .

A fizikusoknak néhány fenntartásuk azért maradt. Először nem tudtak mit kezdeni azokkal a semleges részecskékkal, amelyeknél közönséges rész-antirész megkülönböztetés nincs. Ilyen anyag a fény és a semleges piontér. Ezek súlyos tömege sem pozitív, sem negatív nem lehet. Talán zérus? A fotont a gravitációs tér nem vonzza, nem is tasztítja? (De tudjuk, hogy vonzza, a csillagok fény sugara a Nap felé görbül el!)

Az antigravitáció tisztázása elvi szempontból is alapvető fontosságú, mert léte összeütközésbe kerülne a súlyos és tehetetlen tömeg szigorú arányosságával, amelyen pedig az általános relativitáselmélet alapul. Einstein ekvivalencia-elve szerint egy gyorsuló kabin (tehetetlenségi erő) nem különböztethető meg a nehézségi térben levő kabintól (gravitációs erő). Mindkettőben a testek anyagi minőségtől függetlenül egyirányban, egyenlő mértékben gyorsulnak. Ha viszont létezne antigravitáció, egyetlen elektron-pozitron pár különbséget tehet: A gyorsuló kabinban egyirányban esnek (egyenlő tehetetlen tömegük van), a nehézségi kabinban viszont ellentétesen (súlyos tömegük ellentett). Természetesen az antigravitációnak általános relativitás-elméleten kívülálló volta még nem ad döntő cáfolatot, csupán azt jelenti, hogy

bebizonyosodása esetén el kellene vetnünk a gravitáció geometriai értelmezését.

A nagy érdeklődés miatt 1957-ben Segré (aki az antiproton előállításáért 1959-ben Nobel-díjban részesült) terbe vette annak kimutatását, hogy az antiproton-nyaláb elhajlik a földi gravitáció hatására (fölfele vagy lefele). A kísérlet azonban igen nehéz, hiszen a gyorsítóval előállított antiprotonok mintegy 200 000 km sebességgel mozognak. A nyalábnak 10 000 km utat (negyed Föld-kerület) kellene befutnia, hogy 1 cm-t essen. Az antiprotonok szabad- esésének vagy szabademelkedésének észlelése tehát nem egészen könnyű kísérleti feladat. (Tudjuk, hogy milyen kísérleti siker volt szabad neutronok lassú nyalábjánál a gravitációs esés kimutatása.)

A nagy fejtörésben a kísérleti fizikusok segítségével sietett 1958-ban L. I. Schiff az Amerikai Nemzeti Tudományos Akadémia értesítőjében írt dolgozatával. Ebben felhívta a figyelmet arra, hogy az atomon belüli elektromos terek vákuumpolarizáció révén virtuális elektron-pozitron-párok felhőjét hozzák létre minden elektromosan töltött részecske körül, így a töltött részek tömegébe és súlyába ezen elektron-pozitron-párok is belemérődnek. Ha a pozitron súlya negatív volna, ez a súlyos és tehetetlen tömeg arányosságát a hetedik tizedesjegyen elrontaná. De Schiff idézi Eötvös Loránd 1911-es mérését, amely szerint aluminium-magnézium ötvözet esetében a két tömeg arányossága ennél ötvenszerre nagyobb pontossággal fennáll. Schiff az Eötvös-kísérletből arra következtet, hogy a pozitron súlyos tömege ugyanolyan előjelű, mint az elektroné. Eötvös kísérlete megcáfolja az antigravitációt.

Az antigravitáció-párt azonban nem hagyta magát, talán már túlságosan el volt kötelezve. Esetleg Eötvös hibázott, talán túlbecsülte méréseinek pontosságát egy százas faktorral — mondták. A mérés a távoli Magyarországon történt, azt senki meg nem ismételte. Tény az, hogy a princetoni egyetemen elhatározta Dicke az Eötvös-kísérlet megismétlését, annyi módosítással, hogy a torziós ingára felfüggesztett súly nem súlyzó-, hanem háromszög-alakú. Az előkészületek most vannak folyamatban.

Mikor 1959-ben az elemi részecsről rendezett nemzetközi konferencián Kiebben az antiprotonok kapcsán felmerült az antigravitáció és az Eötvös-kísérlet problémája, beszéltem Schiffel és felhívtam figyelmét arra, hogy a kísérletet 1935-ben Budapesten Renner, Eötvös tanítványa fokozott pontossággal megismételte. A réz-bizmut-ötvözet esetében $2 \cdot 10^{-10}$ pontossággal igazolta a súlyos és tehetetlen tömeg arányosságát. Ez azt jelenti, hogy az antigravitációs effektusnak fél ezreléke sem létezhet. Schiff szerint az amerikaiak a Renner-féle eredményt nem ismerték, de ő azt tökéletes bizonyítékként fogadta. Megkért, hogy a (csak magyar nyelven) megjelent diszsertáció-szöveget küldjük el neki.

Az ábránd szertefoszlott. Az aranycsinálás, a perpetuum mobile után az antigravitáció is bevonult a tudományos folyóiratok lapjairól a tudománytörténeti kuriózumok sorába. Az ember végül is új elemeket állít elő, olcsó energiát termel és a Földet

is el fogja hagyni, de ezért a természet nyújtotta lehetőségek közt kell megdolgoznia.

A gravitáció kioltása vagy megfordítása azért nem tűnt el a tudományos fantaszták álmaiból. Az biztos, hogy sztatikus gravitációs tér a Föld felé húz minden induló űrhajót, bármi legyen is annak anyaga. Most az időben változó gravitációs tértől, gravitációs hullámoktól, gravitonoktól várnak új segítséget. Olyan graviplánt kellene építeni, amelynek motorja gravitációs hullámokat bocsát ki hátrafele, és e hullámok feladata lenne a sztatikus tér lokális módosítása, kioltása, megfordítása. Valaki már

olyan szuper-általános-relativitás-elméletet is kidolgozott, amelynek keretei közt a repülő csészعالjka működése is megérthető. Csak éppen nem publikálta tudományos folyóiratban. . .

Gravitációs hullámokról, mint elképzelhetetlenül csekély, ma még ki sem mutatható effektusok esetleges előidézőjéről komolyan vitatkoznak a szakemberek. De az antigravitáció, a gravitációs tér megfordításán alapuló közlekedési eszköz egyelőre a népszerű lapok hírvonatából a tréfarovatba vonult át.

M. Gy.

A hő problémája és az energia fogalom kialakulása a XIX. sz. első felében*

A közismert fizikai törvényszerűségeket gyakran kézenfekvőknek tekintjük és elfelejtkezünk arról, hogy ez az evidencia nem a szóban forgó tárgy eleve adott sajátja, hanem ismereteink fejlődésének függvénye. Így, például, a XVIII. sz. végén a fizikusok számára evidensnek tűnt, hogy a hő — anyag; néhány évtizeddel később viszont az a felfogás diadalmaskodott, hogy a hő — mozgás. A fizika történetében nem egy ilyen „ellentmondásos” evidenciával találkozhatunk és éppen ezért érdemes megvizsgálni ezen „evidenciák” kialakulásának történetét. Az ilyen vizsgálat annál is inkább tanulságos lehet, mert amint a fizikai elméletek egyre jobb közelítésben tükrözik a valóságot, úgy az ezen elméletekre vezető kutatási módszerek fejlődésének is van belső logikája; hiszen ami ma újonnan feltárt fizikai törvény, azt holnap kutatási elvként, illetve eszközként használjuk fel. Ebből következik, hogy egy túlhaladott tudományos korszak kutatási módszerei nem minden vonatkozásban avulnak el, hanem bizonyos értelemben el nem évülő, általános érvényű mozzanatokat is tartalmaznak.

A hőtan az a területe a klasszikus fizikának, amelyben a XIX. sz. második felének kutatói a mechanisztikus nézőpont teljes diadalát, illetve helyességének végső bizonyítékát vélték megtalálni. Ugyanakkor a klasszikus termodinamikából, az ún. mechanikai hőelméletből fejlődik ki a kinetikus gázelméleten keresztül a statisztikus mechanika, amely mintegy önmagán túlmutatva, a mechanisztikus szemlélet elégtelenségét bizonyította.

Az alábbiakban a hőre vonatkozó fizikai nézetek történetét kívánjuk nyomon követni a hőanyagelmélettől a mechanikai hőelmélet kialakulá-

sáig, illetve kísérletet teszünk arra, hogy feltárjuk a mechanikai hőelmélet kialakulásához vezető kutatási elvek és módszerek belső logikáját.

Természetfilozófiai és természettudományos nézetek a hőről a XVIII. sz.-ban

A természeti jelenségek egyes területeinek a vizsgálata akkor fejlődhet természettudománnyá, pontosabban fizikai tudománnyá, amikor megtaláljuk a lehetőséget a vizsgált jelenségek kvantitatív megragadására, azaz az adott jelenségeket, illetve bizonyos megnyilvánulásait mérni tudjuk.

A hőjelenségek esetében tudományos diszciplína kialakulásának előfeltétele a hőmérséklet-mérés. Galilei, Torricelli, Guericke, majd Fahrenheit munkássága az első lépés a tudományos hőtan felé. A jelenségek kvantitatív vizsgálata differenciáltabb ismeretekre vezet; így válik lehetővé a hőmérséklet és a hőmennyiség megkülönböztetése (XVIII. század közepe, Black), természetesen elszakíthatatlan kapcsolatban a hőmennyiség méréseire vonatkozó módszerek kidolgozásával. (Kalorimetria.) A hőmennyiség-mérés talaján alakul ki az ún. hőanyag-elmélet. (A halmazállapot változások vizsgálatával szoros összefüggésben.)

A hőanyag-elmélet szükségszerű szakasz a hőtan fejlődésében,¹ ugyanis szinte általános törvényszerűsége a fizika történetének, hogy egy-egy jelenségsorozat vizsgálata, mint a természet külön, önálló-minőségű területének a kutatása indul meg; és csak az ismeretanyag elég nagyfokú felhalmozódása hozza magával az adott terület és más jelenségsorozatok közti kapcsolatot, összefüggés vizsgálatát. Így volt ez nemcsak a hő, hanem az elektromos, mágneses stb. jelenségek esetében is. Külön szubsztrátumot, külön hordozót tételeztek fel az egyes jelenségsorozatok magyarázatára. (A hőanyag mellett lásd: elektromos fluidum —

* E dolgozat bevezető része azon történeti jellegű vizsgálatoknak, amelyekben a klasszikus fizika kiteljesedését, érvényességi köre határaihoz való eljutását kívánom nyomon követni.

esetleg kétféle is —, mágneses fluidum, fényanyag stb.)

A mély ismerethez részletvizsgálatok szükségesei, a részletvizsgálatokhoz pedig bizonyos elvonatkoztatás az összefüggésektől. A fizikában a XVIII. sz. végéig kialakuló metafizikus módszernek — szoros kapcsolatban a különböző anyagok, hőanyag stb. feltételezéssel — volt tehát egy bizonyos létjogosultsága. Döntően azért, mert az anyagelméletek talaján lehetséges volt és csak ezen az alapon volt lehetséges ekkor kvantitatív kísérletek végzése. Természetesen ezzel szükségképpen együttjárt az összkép bizonyos hiánya, a fizikai világkép nagyfokú szétDaraboltsága a XVIII. században.²

Azért hangsúlyozzuk, hogy a hőanyag-elmélet volt a kísérleti hőtani alapja a XVIII. században, mert az a régi — még az ókorból származó — természetfilozófiai gondolat, hogy a hő mozgás, teljesen nem tűnik el ekkor sem. Lavoisier 1780-ban ezt írja: „A fizikusok nincsenek egy véleményen a hő természetét illetően. Egyesek a hőt a testekkel egyesülni képes, mindent átható folyadéknak tartják. Más fizikusok úgy vélik, hogy a hő nem egyéb, mint az anyag molekulái észrevehetetlen mozgásának eredménye.”³

Azonban a XVIII. században nem tekinthető mégsem két egyenértékű fizikai hipotézisnek a hőanyag és a hő — mozgás feltevés. Általában természetfilozófiai nézet és természettudományos hipotézis a kísérletekhez való potenciális viszonyuk különbsége alapján különíthető el egymástól. Ebből következik, hogy határvonaluk történetileg nem éles, sőt egymásba-folyó. Az az állítás, hogy a hő egy bizonyos fajta mozgás, ősrégi természetfilozófiai feltevés, de a XIX. sz. 50-es éveitől — mint tudjuk és mint a későbbiekben részletesen is elemezni kívánjuk — már fizikai hipotézis rangjára emelkedik. Azonban a XIX. sz. előtti idevonatkozó nézetek közt is különbséget kell tenni. A XVII—XVIII. sz.-ban olyan kiemelkedő tudósok, mint Boyle, Newton, D. Bernoulli, Lomonoszov voltak azon az állásponton, hogy a hő mozgás. Boyle még 1661-ben összefoglaló munkájában — melynek címe is már oly jellemző: „A szkeptikus kémikus” — nézetei pozitív kifejtését „paradox függelék”-ként adja csak. Ugyanis igen tudatosan látja a kísérlet szerepét a természettudományban és ezért „szkeptikus” az akkor lehetséges különböző elméletekkel szemben. A természettudósoknak a kísérletek mellett hozott elméleteiről — írja — az a hódító jut eszünkbe, aki hadjáratából fáradságos utakon nemcsak aranyat, ezüstöt, elefántesontot, hanem majmokat és pávákat is hoz magával.⁴

A körülbelül egy évszázaddal későbbi, anyagelméletek által szétDarabolt fizikai világkép sem kedvező légkör az elméleti általánosítások számára. Bernoulli vagy Lomonoszov hőtani nézeteit azért mégsem tekinthetjük csupán természetfilozófiai spekulációknak. Lomonoszov gondolatmenete: minden változás mozgással jár, ha egy test valamilyen változásakor nem észlelünk moz-

gást a test egészen, akkor kell, hogy kis részecskéi végezzenek észrevehetetlen mozgást.⁵ A testek ezen utóbbi, belső mozgása 3 féle lehet: haladó-, forgó- és rezgőmozgás. Kérdésfeltevése: ezek közül melyik okozza a hőt. A szilárd és „folyékony” halmazállapotokat elemzi, lehetséges kísérletekre utalva és így jut arra a következtetésre, hogy a részecskék forgó mozgása a hő oka.⁶ Tudjuk, hogy Lomonoszov már mérlegelési módszert alkalmazott a kémiában; sokszor ostromozta a kémikusokat, hogy „... e szerzők majdnem mind, oly fontos dolgokat, mint a méret és a súly elhanyagolnak.”⁷ Ha ezek tükrében tekintjük Lomonoszov hőtani fejtegetéseit, azt, hogy elvégezhető kísérletekre — többek közt surlódási hőre vonatkozó kísérletekre — hivatkozik, akkor nem tekinthetjük hőtani nézeteit csupán természetfilozófiai, hanem sokkal inkább fizikai hipotéziseknek.

A hőanyag elmélet és a perpetuum mobile lehetetlensége

Mind Lomonoszov, mind Bernoulli nézetei azonban visszhang nélkül maradtak hosszú évtizedekig. Sőt a XVIII. sz. végén a hőanyag-elméletet direkt cáfoló kísérletek jönnek létre, anélkül, hogy a legesekélyebb figyelmet is keltenék. (Petrov, Davy, Rumford.)

Tyndall — az új hőelmélet lelkes propagátora — írja később erről az időszakról: „... néha az elméletek úgy hatnak a szellemre, mint a kábító-szerek. Megszokják az emberek... és kedvetlenek lesznek, ha fantáziájuk izgatószerét elvonják tőlük...”⁸ A hőanyag-elmélet nagy életerejének magyarázatát azonban nem is egyszerűen a régihez való ragaszkodásban találjuk meg, hanem szélesebben abban, hogy szervesen beleillett a XVIII. sz. fizikájának általános szintjébe. Ugyanis az ekkori fizika általános ismérveként nem elegendő, ha csak azt szögezzük le, hogy nagyfokú szétDaraboltság jellemzi. A különálló részeket azért összekötötték nem is oly vékony szálak; a megmaradási elvek, az anyag és a mozgás-megmaradás mechanisztikusan értelmezett koncepciói. A hőanyag-elmélet hosszú fennmaradását — a neki ellentmondó kísérletek ellenére — annak köszönheti, hogy a kor nagy elveivel összhangban állónak tűnt.

Sőt a perpetuum mobile lehetetlenségének első mechanikán kívüli alkalmazási területe éppen a hőtani volt, és pedig a hőanyag-elmélet talaján. Ismeretes, hogy Stevin, Galilei, Huyghens óta a perpetuum mobile lehetetlenségének elve a mechanikai kutatás egyik fontos eszköze. Lagrange egész analitikus mechanikáját erre alapozza. A párizsi Akadémia 1775-ben nyilatkozatot tesz közzé, hogy többet örök-mozgó „feltalálási ügyekkel” nem foglalkozik. A perpetuum mobile mechanikán kívüli módszerekkel való megvalósítását is lehetetlennek tartják már ekkor a fizikusok. De — ahogy Plack szellemesen megjegyzi — ezt sajnálatos ténynek tekintik csupán és nem kísérelnek meg tőkét kovácsolni belőle a tudomány számára.⁹

Carnot alkalmazza először a perpetuum mobile lehetetlenségének elvét kutatási eszközként a mechanikán kívül. Híres 1824-es elméletének az a gondolatmenete, hogy a hő által történő munkavégzésnek azért kell anyagi minőségtől függetlennek lennie, mert ellenkező esetben lehetséges volna olyan test-kombináció, mely semmiből munkát állítana elő. „Azt az ellenvetést tehetné valaki — folytatja Carnot —, hogy a perpetuum mobile csak kizárólag mechanikai hatások által lehetetlen, de talán a hő vagy az elektromosság hatásainak a felhasználásával nem; vajjon azonban a hő és elektromos jelenségek nem foghatók-e úgy fel, mint valamely test mozgásai és akkor nem kell-e, hogy a mechanika általános törvényeinek alávetve legyenek?”¹⁰ Carnot ekkor még a hőanyag elmélet álláspontján van. Egy lábjegyzet erejéig azért engedi meg, hogy a hő valamely test mozgása lehet, hogy a perpetuum mobile lehetetlenségének elvét alkalmazhassa a hőjelenségekre, de elméletének fontos része a hőanyag-megmaradás.

Ismeretes, hogy a hőtan fejlődésében egészen közvetlenül játszott jelentős szerepet a társadalom gyakorlati szükséglete, a technika, az ipar. A gőzgép felfedezése, illetve a gőzgép hatásfokának a javítása, olyan problémákat vet fel a gyakorlat oldaláról, amit a hőtanban kellett elméletileg megválaszolni.

A probléma úgy vetődik fel már Carnot-nál is, hogy ha a hő munkát végez, akkor milyen folyamat tekinthető ezen munka kompenzációjának és hogyan kell azt mérni.

Carnot szerint a hőanyag éppen úgy képes eleven erőt létrehozni, ahogy a súly. Következő analógiát állítja fel: mikor egy $m \cdot g$ súlyú test h_2 magasságból h_1 magasságba esik, akkor eközben $mg(h_2 - h_1)$ eleven erőt hoz létre. A hőanyag hasonlóképpen „magasabbról alacsonyabbra” törekszik, éspedig mikor valamilyen magasabb hőmérsékletről alacsonyabbra esik, akkor eleven erőt kelt, mely a hőmenyiség és a hőmérséklet-különbség szorzatával mérhető.

A probléma ilyenfajta megválaszolásával nagyjában elérkeztünk a hőanyagelmélet hatókörének határaihoz. Azért csak nagyjában, mert Holtzmann még 1845-ben a hő és a munka kapcsolatára vonatkozóan számértéket is meg tud adni, vagyis lényegében mechanikai hőekvivalenst számol ki, a hőanyagelmélet talaján állva. Továbbá W. Thomson a hőtan fejlődése számára oly jelentős abszolút hőmérsékleti skála megalkotása felé az első lépéseket akkor teszi meg, mikor még a hőanyagelméletet fogadja el.¹¹

Helmholtz egy a hőtan fejlődését elemző késői cikkében¹² arra az analógiára mutat rá, hogy ahogy Euler téves kiindulásból — az emberi szemet akromatikusnak tartva — jut el az akromatikus teleszkóp elvi megkonstruálásához, úgy a hőtan nagyiramu fejlődése Carnot hibás kiindulásával kezdődik meg. A hasonlat látszólag találó, de mélyebbre kell nyúlni, ha a hőtan ekkor következő fejlődésének a gyökereit keressük. Carnot

elmélete rendkívül fontos a hőtan fejlődésében — jóllehet jelentőségét csak kb. 2 évtizeddel később fedezik fel Clapeyron közvetítésén keresztül — de semmiképpen nem ugrópont a hőtanban.

Ahogy a hőanyag-elmélet szerepét és fennmaradását a fizikai kutatás egészének részeként érthetjük csak meg, ugyanez érvényes a hőtan továbbfejlődésére is. A hőtanban az anyagelmélet túlhaladásához elengedhetetlenül szükséges a hő és a mechanikai munka benső kapcsolatának tisztázása. Ehhez azonban az energia-fogalom precizírozása kell, ami pedig csak az energia megmaradás törvényének feltárásával lehetséges. Az energiaeelv az a kiemelkedő eredménye a XIX. sz. közepének, amelyhez a XVIII. századi fizikai kutatási módszerekhez képest új típusú kutatási elvekkel lehetett csak eljutni. Ezen elvek alkalmazása jelenti az ugrópontot a hőtan fejlődésében is.

Az összefüggések elve a fizikában a XIX. sz. közepén

Még a XVIII. sz. legvégén is — az olyan felfedezések is, amelyek már objektíve az egyes különállónak tartott területek közti összefüggést tükrözik: olyan irányban hatnak, hogy fokozzák a fizikai világkép feldaraboltságát. (Gondoljunk Galvani és Volta felfedezésére.)¹³ Lassan azonban az egyes részterületeken szerzett ismeretanyag felhalmozódása egyrészt lehetővé teszi a részterületek közti összefüggések vizsgálatát, másrészt ezen kapcsolatok vizsgálata szükséges a részterületekre vonatkozó ismeretek továbbfejlődése szempontjából is. A XIX. sz. első évtizedeiben egymást érik az addig különállónak tartott területek közti kapcsolatra, összefüggésre vonatkozó kísérleti felfedezések. Időrendben a legfontosabbak ezek közül: Wollaston (1801) a „galvanizmus” és az „elektromosság” hatásai között azonosak. Berzelius—Davy (1804—6) a galvanizmus és a kémiai vonzás kapcsolata, Oersted (1820) áram mágneses hatása, Seebeck (1822) termoelektromosság, Ampère (1827) áramok kölcsönhatása, Faraday (1834) áram kémiai hatása, fény és mágnesség kapcsolata, Young—Fresnel fényelmélete stb., stb.

Az ilyen típusú felfedezések azok, amelyek egyre inkább tudatossá teszik a természetkutatókban a jelenségek egyetemes összefüggésének gondolatát. Nem egyes kutatókra és nem a természettudomány egyes területeire érvényes ez: a fizika minden területén, a kémiában és a biológiában is megindul az ilyen irányú kutatás. (Gondoljunk a szerves kémia ekkori kibontakozására, az „életerő-elv” visszaszorulására stb.)

Az összefüggések egyetemességének elve, illetve ennek kutatási módszerként való alkalmazása teszi lehetővé az energiamegmaradás törvény felfedezését és teszi érthetővé, hogy egymástól függetlenül több kutató is megközelíti az energia elvet nagyjából egyidejűleg.

A filozófia az összefüggések elvéhez hamarabb jut el. Nem az ókori naív dialektikára gondolunk, hanem az újkori klasszikus német filozófia Kant—Hegel fejlődési vonalára. De annak, hogy Marx és Engels a dialektikát materialista alapra helyezték, szintén a természettudományok említett irányú fejlődése volt az egyik előfeltétele.¹⁴ Az összefüggések elvének tudatosodása a természettudományban is feltétlen bizonyos metafizikus mozzanatok leküzdését jelenti, de nem azt, hogy a dialektikához jutna el a természettudomány, vagy a fizika a XIX. sz. derekán. Általános kutatási elv az összefüggések, kölcsönhatások feltárására való törekvés, de az összefüggések alapjának a mechanikát tartják. A mechanika „általános” alkalmazására szinte csábítja a fizikusokat a — Bernoulliak, Euler, Maupertuis, d'Alembert, Lagrange, Laplace, Green, Gauss, Poisson által kidolgozott — magas szintű matematikai apparátus. Nem ismerik fel, hogy az összefüggések gondolatához vezető felfedezések objektíve éppen túlmutatnak a mechanikán.

A hő és a mechanikai mozgás egymásbaalakulhatnak

A hőtan történeti fejlődését addig a pontig követtük, amikor a továbbhaladás előfeltételévé a hő és a munka kapcsolatának a tisztázása vált.

Mint közismert, a mechanikai hőekvivalens első számértékét Mayer adja meg 1842-ben. Fizika-történeti közhely, hogy Mayer korszakalkotó felfedezését annak a véletlennek köszönheti, hogy trópusi hajóútja alkalmával a vénás vér feltűnően világos-piros színét tapasztalta. Hogy Mayer felfedezésében a véletlen szerepét valóságos súlyának megfelelően lássuk, ahhoz először is le kell szögezni, hogy Mayert éppen a trópusokon már régebben dolgozó orvoskollégái világosították fel arról, hogy valóban vénás vér, amit vizsgált; vagyis a trópusi orvosok rendszeresen tapasztalták ezt a jelenséget. Ahhoz, hogy Mayer — az orvosok előtt közismert tényből — oly messzemenő következtetéseket vonhasson le: a kor színvonalán álló természettudományos gondolkodásmóddal kellett rendelkeznie. Mayer nyilvánvalóan meg volt győződve arról, hogy az élő és az élettelen testben lejátszódó jelenségek elvileg egyenlőségűek. Továbbá ismerte Lavoisier elméletét, mely szerint az állati hő égési folyamat terméke. És csak így adódhatott számára — ahogy egy későbbi cikkében maga írja — a fiziológiai égéselmélet posztulátumaként a hő és a munka közti változatlan viszonylat feltételezése.¹⁵

Teljesen tudatos volt Mayerben a természeti jelenségek egyetemes összefüggésének gondolata. Egyik barátjának írja: „Ha az ember afiziológiai dolgokkal tisztába akar jönni, akkor a fizikai folyamatok ismerete elengedhetetlen...”¹⁶ Egy későbbi cikkében pedig: „A szervetlen vált számomra a fődologgá... Ha az úgy fizikai

oldalról tarthatatlan lenne, akkor az arra épülő legplauzibilisabb fiziológiai eszmék is csak szap-panbuborékok...”¹⁷

Igaz, hogy Mayer fizikai és matematikai előképzettsége igen gyenge, de a kémiában járatos. Így juthat arra a fontos felismerésre, hogy „míg a kémiában az összefüggést az eltűnő és keletkező objektumok közt magától értetődőnek tekintik, addig ez a vörös vonal a fizikában ezer helyen meg van szakítva. Mindenki elismeri, hogy surlódáskor a mozgás megszűnik; minden iskolás gyerek tudja, hogy közben hő keletkezik. A tudomány mégis megelégszik e ténnyel és rezignációval felállítja az axiómát, hogy a súrlódási hő megmagyarázhatatlan.”¹⁸ Egy másik levelében azt írja: „Az én állításom épp az, hogy: esési erő, mozgás, hő, fény, elektromosság és a ponderabilitás kémiai különbségei ugyanazon objektum különböző megjelenési formái.”¹⁹

Azzal is tisztában van, hogy az ugrópont a hő és munka kapcsolata. „A mozgás átalakul hővé (Bewegung verwandelt sich in Wärme) — ebben az öt szóban éléd táruul az én egész elméletem.”²⁰

Mayer felfedezése véletlenszerűségének a túlhangsúlyozása mellett a másik elég általánosan hangoztatott nézet az az állítás — amely szintén a kor természettudományos atmoszférájának nem helyes értékeléséből származik —, hogy Mayer spekulatív, nem természettudományos módon közelítette volna meg az energia-elv problematikáját. Eredményeinek előadás módjából valóban lehet ilyen következtetésre jutni, levelezése azonban betekintést enged tudományos gondolkodói műhelyébe és ennek ismeretében — ezzel kapcsolatban is — egészen más képet kapunk Mayerről.

Egyik levelében azt magyarázza barátjának, hogy mint orvos és fiziológus miért foglalkozik fizikával. Azt írja, hogy a fiziológia megértéséhez feltétlen fizikát kell tanulni, „hacsak nem becsüli valaki többre a kérdések metafizikai oldalról való feldolgozását, ami engem végtelenül degusztál.”²¹ Egy 1870-ben tartott előadásában azt mondja: „A természettudományok szerencsére emancipálódtak a filozófiai rendszerektől és a tapasztalat által kézenfogva sikeresen járják a saját útjukat.”²² Igaz, ő maga — elsősorban körülményeiből adódóan — alig végez kísérleteket, de tisztában van a mérés, a jelenségek kvantitatív leírásának jelentőségével. A hőmechanikai ekvivalenssel kapcsolatban írja egyik levelében: „Valóban azt mondom neked, egyetlen szám-nak több valódi és maradandó értéke van, mint egy egész könyvtárnyi hipotézisnek.”²³ Ezek alapján nem helyes messzemenő jelentőséget tulajdonítani annak, hogy Mayer első dolgozatát²⁴ „causa aequat effectum” filozófiai elv fejtegetésére építi. Nem szabad azonosítani valamely gondolat kifejtési módját a gondolathoz való eljutás útjával.

Mayer ezen 1842-ben írt dolgozatának természettudományos alapgondolata: A mechanika az esési erő (potenciális energia) és mozgás (kinetikus energia) egymásba való átalakulását rég

ismeri és így ismerjük esés és mozgás közös mértékét; de a tapasztalat azt tanítja, hogy mozgás és hő is egymásba alakulhatnak, akkor pedig meg kell találni ezek közös mértékét is. Gay—Lussac-nak egy régi kísérleti eredményét (gáz kiáramlása légüres térbe) felhasználva ki is számol mechanikai hőekvivalenst. Cikke lényegét — még annak publikálása előtt — egyik levelében így foglalja össze: „I. axióma — és ezer ördög! nem hipotézis — az erő nem kevésbé megsemmisíthetetlen, mint a szubsztancia. II. a megszűnő mozgás, mint hő marad fenn.”²⁵

Második 1845-ös dolgozatában²⁶ tovább általánosítja tételét az erők mennyiségi elpusztíthatatlanságáról és egymásba alakulásáról. Az esési erő, mozgás és hőn kívül az elektromosságra, mágnességre, kémiai különbségre, sőt a szerves természetre is kiterjeszti következtetéseit — legalábbis programatikusan.

Szeretném kiemelni, hogy Mayer mindvégig hő és mechanikai mozgás kölcsönös egymásbaalakulásáról beszél csak és nem él azzal a hipotézissel, hogy a hő maga mozgás lenne. Első cikkében írja: „Épp úgy, ahogy az esési erő és a mozgás közt fennálló kapcsolatból nem lehet arra következtetni, hogy az esési erő lényege mozgás lenne, épp oly kevésbé áll ez a következtetés a hőre.”²⁷ 1845-ös cikkében pedig azzal kapcsolatban, hogy a hő mibenlétére vonatkozóan nem állít semmit, ezt olvashatjuk: „... az igazi tudomány megelégszik a pozitív ismeretekkel és átengedi a költőknek és természetfilozófusoknak, hogy a fantázia segítségével örök talányok megoldását keressék.”²⁸ Tehát az állítólag filozófikus beállítottságú Mayer éppen „filozófia ellenesnek” mutatkozik, nincs elég filozófiai bátorsága, hogy eljusson ahhoz a hipotézishez, hogy a hő mozgás.

Mach az energia megmaradás elv történetéről írt fiataalkori könyvében épp azt emeli ki Mayer gondolkodói erényeként, hogy tartózkodik attól a feltevéstől, hogy a hő — mozgás.²⁹ De még 1896-ban is azt állítja Mach, hogy a hőtan fejlődésében, ha már megvan az energia-elv, a másik elméleti feltevés, hogy ti. a hő mozgás, nélkülözhető és nem játszik szerepet.³⁰ E tekintetben sem Mayert, sem Machot nem igazolta a történelem: mind a hőtan fejlődésében, mind a fizika egyéb ágai (atomisztika) számára rendkívül gyümölcsözőnek bizonyul majd ez a hipotézis.

Nem tartom feladatommak az energia-elv egyes úttörői személyes teljesítményének méltatását, ezt a fizika-történetírás általában már rég megtette. Mayer szokásos értékelése azonban még ma is egyoldalú és ez határozottan ideológiai okokra vezethető vissza. Amint igyekeztem kimutatni: Mayer is teljes egészében kora természettudományos légkörének hatása alatt állt.

Összefoglalva: Mayer túlhalad a hőanyag-elméleten és a hőre vonatkozó új hipotézis felállítására nélkül, a természet egysége, a jelenségek egyetemes összefüggésének gondolata által vezetve eljut az energiaelvhez, illetve a hő-mechanikai egyenérték kiszámításához.

Einstein rendkívül szellemes gondolkísérlettel a következőképpen magyarázza meg az ekkori tudománytörténeti szituációt. Legyen két ($G_1; G_2$) edény közlekedő edénnyé kiképezve. G_1 -ben a folyadék magasságát (h) tudjuk mérni, G_2 -nek pedig a súlyát (g). Ha nem ismerjük az edények tartalmát, illetve a hidrosztatikát, akkor G_2 -t különböző magasságokba helyezve, olyan törvényre juthatunk, hogy $ah + g = konst$, ahol a egy állandó faktor. Ebből először arra következtethetünk, hogy G_1 tartalma meghatározott módon átalakul a folyamat során egy megfelelő G_2 tartalommal. Ha azonban feltesszük azt a hipotézist, hogy G_1 és G_2 tartalma egy-minőségű, vagyis, hogy nem különböző tartalmak átalakulásáról van szó, akkor ez olyan további kutatásokra ösztönöz, mely e feltevés nélkül nem adódna.³¹

Ez a gondolkísérlet igen szemléletesen kiélezi azt a tényt, hogy rendkívül különböző dolgok közti törvényszerű kapcsolatokat kellett elemezni és bennük valamilyen közös feltételezésével a különbözőségektől elvonatkoztatni, ahhoz, hogy a XIX. sz. közepén eljuthasson a fizika az energia precíz fogalmához. A gondolkísérletben magasság és súlyközt találtunk törvényszerű kapcsolatot; ez megfelelhet például sebesség és halmazállapot változás, vagy egyéb igen különböző jelenségek közti kapcsolatnak. Hogy ilyen összefüggések feltárásához eljuthasson a fizika, ahhoz először is szükséges — és ez az előfeltétel, mint láttuk, a XIX. sz. derekán megvolt —, hogy a természetkutatók a jelenségek egyetemes összefüggése elve alapján álljanak. Ez szükséges, de nem elégséges feltétele az energia-elv megtalálásának. Ehhez még az is kell, hogy kidolgozzanak valamilyen egyszerű modellt, amely alapján mintegy közös nevezőre hozhatók a legkülönbözőbb jelenségek. Ezen modell kidolgozását szolgálta ekkor az az uralkodó nézőpont, mely szerint a jelenségek összefüggésének alapja: a mechanika.

A minket most elsősorban érdekítő területen: a hő és a mechanikai munka kapcsolatára vonatkozóan szinte készen állt már a modell, csak vissza kellett nyúlni érte a korábbi természetfilozófiai nézetekhez. De gondoljuk egyszer végig: az a következtetés, hogy „ha a hő nem anyag, akkor mozgásnak kell lennie” egyáltalán nem triviális. Ha a hő nem anyag, akkor még igen sokféle anyagi megnyilvánulás, anyagi sajátság lehet. Csak a mechanisztikus szemlélet számára kézenfekvő ez a hiányos következtetés.

Az energia fizikai fogalmának tisztázódása

Colding 1839—40-ben spekulatív köntösbe öltöztetve, de mechanikai analógia alapján a d'Alembert elvből kiindulva jut el az „erőmegmaradás” gondolatához. Oersted tanácsára kísérleti eredmények nélkül nem publikált. 1843-ra már

végez kísérleteket is a szilárd testek sűrűlódásánál keletkezett hő és a végzett munka állandó arányára vonatkozóan, és mechanikai hőekvivalens értéket is megad.

Joule 1840-től kezdve hosszú éveken keresztül folytat kísérleteket, melyekben az összes akkor ismert kölcsönhatásokat megvizsgálja energetikai szempontból. Csak az egyes területekre vonatkozó kísérletek elvégzése után mond ki általános tételt. Nagyon igaza van Planck-nak³², mikor azt mondja, hogy csak úgy tarthatott ki Joule hosszú éveken keresztül fáradtságos kísérletei mellett, hogy látta azok általános jelentőségét. Ehhez még azt is hozzátehetnők, hogy kísérletsorozata oly következményes megtervezéséhez eleve feltétlen a jelenségek egyetemes összefüggésének elismerése talaján kellett állnia.

Joule 1851-ben publikálja kinetikus gázelméletét, melyben a részletektől eltekintve lényeges az a tény, hogy a hőt molekuláris mozgásként fogja fel.

Mayertől, Coldingtól és Jouletől függetlenül jut el az energia-elvhez Helmholtz. (Joule kísérleteivel is csak akkor ismerkedik meg, mikor már szinte befejezte munkáját.) Gondolatmenete híres 1847-ben megjelent *Erhaltung der Kraft* c. művében arra épül, hogy a jelenségek egyetemes összefüggése alapjának a mechanikai törvényeket tekinti: minden folyamat végső soron az anyag térbeli mozgása; az erők tehát mindig mozgatóerők; a tömegek közti erők, mint pontok közt működő erők foghatók fel; két pont közti erő az összekötő vonal mentén hat és csak a két pont közti távolságtól függ. Így jut arra a következtetésre, hogy minden hatás a természetben centrális erő hatására vezethető vissza. Centrális erők esetén érvényes az eleven-erő tétel: a perpetuum mobile lehetetlenségét, mint eleven-erő tételt fogalmazza meg.³³

Szemben Mayerral, aki még 6 különféle erőt tételez fel, Helmholtz szerint csak eleven-erő és feszítő-erő létezik.³⁴ A hőanyag-megmaradásnak³⁵ ellentmondó kísérleteket elemezve, a hőmennyiséget úgy fogja fel, hogy az a részecskék elevenerejéből (szabad hő) és az atomi feszítőerőből (latens hő) tevődik össze.³⁶ Utóbbi átrendeződéssel hozhat létre mozgást. Hogy milyenek is ezek a mozgások — írja Helmholtz — arra vonatkozóan kevés adatunk van, de „céljainkra elegendő azon lehetőség belátása, hogy a hőjelenségeket mozgásként lehet felfogni.”³⁷ Az erőmegmaradás törvénye mindenesetre ezen mozgásokra is érvényes. A továbbiakban elektromos, mágneses és kémiai jelenségekre is kiterjeszti állítását, megvalósítva ezzel a Mayer által kitűzött programot.

Helmholtz teljes egészében látja tétele általános érvényűségét és horderejét: „A cikk célja az volt — írja —, hogy a lehető legteltesebben megmutassa a fizikusoknak ennek a törvénynek elméleti, gyakorlati és heurisztikus jelentőségét; e törvény teljes megerősítése a közeljövő fizikájának egyik fő feladata kell legyen.”³⁸

Az energia-elv a természeti folyamatok közti kapcsolat kvantitatív feltárását jelenti. Úgy is tekinthetjük, mint a különböző folyamatok közti ekvivalencia-értékek megadását. Az energia jól definiált, precíz fizikai-tudományos fogalma épp így alakult ki és csak így alakulhatott ki. Energia-megmaradás és átalakulás törvény nélkül nem adható meg az energia fizikai fogalma.

Ismeretes, hogy a híres és oly nagy hatású Descartes—Leibniz-vita a mozgás mértékéről ($m.v$ vagy $m.v^2$) lényegében már előfutára az energia-elvnek. Az ezzel kapcsolatos terminológiai, fogalmi zűrzavar, mozgás, mozgás mértéke, mozgásmennyiség, erő, munka, energia stb. fogalmak közt csak az energia-elv általános megfogalmazásával tisztázódhatott. Az energia-elvhez pedig elengedhetetlen volt a fenti mennyiségek precíz dimenzionális megkülönböztetése, valamint a mérésükhöz szükséges egységek megállapítása.

Jóllehet Young már az 1800-as évek legelején bevezeti az energia kifejezést, Poncelet pedig 1826-ban a munka (*travail*) fogalmat, de mindezek csak az energia-elv általános megformulázása után az 1850-es évek körül válnak véglegesen tisztázottá Clausius, Thomson és Rankine munkái nyomán.

Rankine definíciója az energiára: az anyag mindazon képessége, mellyel bizonyos ellenállással szemben változásokat hoz létre. Thomsonnak a mennyiségi megközelítést is tartalmazó megfogalmazása: egy test valamilyen 1. állapotából egy 2. állapotba való átmenetéhez annál több hő szükséges, minél több külső munkát végez a test ezen átmenetnél. Ha elosztjuk a végzett munkát a közölt hő mechanikai egyenértékével, akkor kapjuk meg az adott test mechanikai energiáját.³⁹

Az energia fogalomnak az energiamegmaradás elvvel való intern kapcsolatát ezek alapján a következőképp láthatjuk be legszemléletesebben: Egy testrendszer energiája adott állapotban — rögzített normál állapotra vonatkoztatva —: mindazon hatások mechanikai ekvivalenseinek összege, mellyel a rendszer kifelé hatni képes, ha adott állapotból a normál állapotba átmegy. Az energia-megmaradás törvény pedig lényegében azt fejezi ki, hogy a rendszer fent definiált energiája meghatározott érték és nem függ az állapotok közti átmenet módjától.

A jelenségek egyetemes összefüggésének elve — még csak azt se lehetne mondani, hogy a mechanikai szemlélet ellenére, hanem épp ezáltal, mert ez tett lehetővé egyszerű modellezést — vezetett az energia-elv felfedezéséhez, és ezzel az energia fogalom tisztázásához.

Mach, a mechanizmus örök ellenfele is elismeri, hogy a „mechanikai fizika maradandót alkotott” a mechanika és más területek közti kvantitatív viszonyok feltárásában. És jóllehet a hipotézisek szerepét általában mereven tagadja, az energia-elvvel kapcsolatban mégis azt írja hótánában: „nem annyira új tények felfedezéséről volt szó. . . mint inkább a felfogás új formájának felfedezéséről, hasonlóan, mint Copernicus esetében.”⁴⁰

Míg a XVIII. században — ha létezik is elvétve az a felfogás, hogy a hő mozgás: ez inkább természetfilozófiai, mint természettudományos feltevés — egyetlen fizikai hőelméletnek a hőanyag elmélet tekinthető, addig 1842–47 körül, tehát az energia elv felfedezésének időszakában két egymással összeegyeztethetetlenül szembenálló hőelméletet találunk: a hőanyag állandóságára épülő Carnot elméletet és a hő mozgásként való felfogását.

Ma visszatekintve erre az időszakra azt kellene gondolnunk, hogy a hőanyag-elmélet már nem létezhet ekkor, hiszen Rumford és Davy kísérletei már kb. fél évszázaddal korábban bizonyították: súrlódáskor nem a test hőkapacitása csökken és ugyanazon hőmennyiség kelt magasabb hőmérsékletet, hanem hőmennyiség *k e l e t k e z i k*, tehát a hőanyag-elmélet alapkritériumát, a hőmennyiség állandóságát megdöntötték. Mégis pl. Thomson még 1848-ban is *On an Absolute Thermometric Scale founded on Carnot's Theory of the Motive Power of Heat...* című munkájában — ahogy a cím is mutatja — Carnot álláspontján van. A cikkben úgy interpretálja Joule kísérleteit, hogy az „mechanikai munkának hőanyaggá való átalakulását mutatta ki.” (A *caloric* szót használja Thomson.) És itt nemcsak a régi terminológia kísért, Thomson határozottan leszögezi, hogy mivel még egyetlen kísérletet sem közöltek, melyben az ellenkező folyamatot hajtották volna végre, ezért azt tartja valószínűnek: lehetetlen hőt munkává alakítani. Nem a későbbi 2. főtétele valamilyen első közelítése ez, nem arról van szó, hogy *k ü l s ő* beavatkozás nélkül, vagy teljesen nem lehet a hőt munkává alakítani, hanem egyáltalán nem lehet Thomson ekkori véleménye szerint.⁴¹ Még 1849-ben is így ír Thomson: „A tudomány jelenlegi állapotában... az alapvető Carnot féle axióma még mindig a legvalószínűbb megalapozás a hő mozgatóereje kutatása számára...” A hőtan előtt álló dilemmát jól tükrözik e cikke további sorai: „Semmi sem veszt el a természetben, semmilyen energia nem semmisülhet meg. De akkor milyen hatás lép az elveszett mechanikai hatás helyébe? A hőnek egy befejezett elmélete parancsolóan választ követel erre, de a válasz a tudomány jelenlegi állása mellett nem adható meg...” Latolgatja azt a lehetőséget, hogy a hőanyag-állandóság axiómát kellene elhagyni, de elveti ezt, mert „ha így járunk el, akkor számtalan más nehézséggel találjuk magunkat szemben...”⁴²

Mach nyomán a következőképpen fogalmazhatjuk meg az ekkori problémát: a hő olyan, mint a víz, amely alacsonyabb nivóra esve, miközben munkát végez, mennyiségileg megmarad; vagy olyan mint a szén, amely elhasználódik pl. a gőzgépben. Feloldhatatlan ellentmondásnak tűnik ez és mégsem az; mégcsak további kísérleti vizsgálatok sem szükségesek, mint Thomson még 1849-ben is véli.

A feloldás először Clausiusnak sikerül. A hőtan fejlődése szempontjából korszakalkotó műve 1850-ben jelenik meg. 1849-ben még Clausius is a hőanyagelmélet talaján állt. 1850-es cikke már⁴³ egészében arra épül, hogy a hő nem anyag, hanem a testek legkisebb részeinek mozgása. Egy későbbi cikkében maga mondja, hogy 1850-ben már „határozott elképzelést” alkotott magának „a mozgás ezen fajtájáról”.⁴⁴

Clausius felismeri, hogy a Carnot és Joule-elmélet bizonyos értelemben egyesíthető: a munkavégzés valóban a hőmérséklet-különbségtől függ, mint Carnot helyesen látja; azonban a Carnot-féle „összhőmennyiség” állandóságának feltevését helyettesíteni kell a Mayer—Joule elvvel: bizonyos, a végzett munkával ekvivalens hőmennyiség eltűnik. Nem lehetséges, hogy a hő általi munkavégzéshez egyszerűen csak a hőeloszlás megváltozása lenne szükséges: ha ahőátmenet lenne a munka egyenértéke, akkor „munkaerőben” veszteség történné, ami nem lehet. A megoldás az, hogy amit Carnot a test összhetőrtalmának nevez, az nem jól definiált érték a test egy adott állapotában. Két állapot közti átmenetkor az összhő nem független az átmenet módjától;⁴⁵ a „latens hő” nemcsak megfigyelésünk számárára rejtett, hanem valóban nincs jelen: munkavégzéssé használandó fel. A latens hő munkavégzése kétféle: Pl. víz elpárologtatásánál a végzett munka egy része a részecskék vonzóerejének a legyőzésére szolgál (belső munka), másik része a külső nyomás ellen hat (külső munka). A belső munkának egy körfolyamatnál zérusnak kell lennie, hogy ne kerüljünk ellentmondásba az energia elvvel, vagyis a belső munka csak a kezdeti és végállapottól függ. A külső munka azonban a külső körülmények különbözőségéből adódóan különböző lehet. Egy testtel közölt Q hőmennyiség tehát egyrészt növeli a test hőmennyiségét, másrészt belső (U), illetve külső (W) munkavégzésre fordítódik. És ezzel meg is kaptuk a „mechanikai hőelmélet első főtétele”, ahogy ezt ekkor Clausius elnevezte. $Q = U + A W$ (A a mechanikai hőekvivalens).

Mint látható, az első főtétele levezetésénél Clausius az energia elvet használja fel és azt a hipotézist, hogy a hő mozgás.

„A Carnot és a Joule elv összehangolásához” Clausiustól függetlenül egy évvel később Thomson is eljut, de ehhez neki is túl kell haladnia a hőanyag-elméleten. 1851-es cikkében már nyoma sincs korábbi problémáinak a hő mibenlétére vonatkozóan. Itt már azt írja, hogy Davy 1799-ben megalapozta a „hő dinamikai elméletét”, Mayer és Joule munkái pedig „ha még egyáltalán szükséges volt” teljes megerősítését adták Davy nézeteinek.⁴⁶

A mechanikai hőelmélet első főtételeiben az energia-megmaradás elv heurisztikus szerepének egyik első eredménye sűrűsödik össze. Ha megfontoljuk, hogy e tétel tartalma lényegében az, hogy: a természeti folyamatokban megmaradó, csak formájában átalakuló energia két lehetséges átmeneti alakja a hő és a munka, akkor nyilván-

való, hogy e tételhez csak az energia-elv felfedezése, illetve az energia fogalom tisztázódása nyomán lehet eljutni.

A mechanikai hőelmélet első főtételéhez vezető történeti út logikai skémáját kb. a következőkben foglalhatjuk össze:

1. A XIX. sz. elejétől a fizika legkülönbözőbb területeiről származó kísérleti tények a jelenségek egyetemes összefüggésének gondolatához vezetnek a kutatókat.

2. A tudomány adott fejlettségi szakaszán az összefüggések alapjának a *mechanikai* törvényszerűségeket tekintik. A mechanikai modellizálás eleveníti fel azt a nézetet, hogy a hő mozgás. (A hőanyag elméletet nem cáfolja közvetlenül a perpetuum mobile lehetetlenségének elve.)

3. Ez a fejlődés vezet közvetlenül az energia megmaradás és átalakulás törvényének feltárásához.

4. Az energia elv alkalmazása a hőjelenségekre hozza létre az ún. mechanikai hőelméletet.⁴⁷

5. A mechanikai hőelméletben az a régi természetfilozófiai feltevés, hogy a hő — mozgás: fizikai hipotézis rangjára emelkedik. (Az energia-elvből csak a mechanikai modellizálás közvetítésén keresztül következik a hő mozgásként való felfogása.)

A mechanikai hőelmélet kialakulásához vezető kutatási elvek és módszerek mélyebb értékelése a mechanikai hőelmélet történeti kiteljesedésének nyomon-követése alapján lesz majd lehetséges.

Ezen út fő mozzanatai:

1. Az első főtétellel sikerült a hőt egy nagyobb egység (az energia) alá rendelni; logikailag (és történetileg is) a következő lépés: megtalálni az energia folyamatokon belül a hőjelenségek sajátosságát. Ez vezet a „változások ekvivalencia-értékének” vizsgálatán keresztül a második főtételhez, illetve az entropia-fogalomhoz.

2. Törekvések a második főtétel mechanikai megfelelőjének megtalálására. (Mechanikai modellizálásra épülő matematikai analógiák használata.)

3. A mechanikai analógiák alkalmazhatósága, illetve alkalmazhatóságának korlátai vezetnek a statisztikus módszer szükségességének felismerésére. (Új szemléleti mód a fizikában!)

4. A kinetikus gázelméletben, illetve a statisztikus mechanikában feltárul a kapcsolat és lényegbeli különbség a mechanikai és a hőjelenségek között.

5. A történeti tanulságok megerősítését végül a modern termodinamika logikai rendszerével való egybevetés kell, hogy szolgáltassa.

Bíró Gábor

Építőipari és Közlekedési
Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Tanszéke

¹ A tűz- illetve a hőről alkotott nézetek fejlődésének fő állomásai: a tűz-, illetve a hő- mozgó anyag; — anyag; — anyagi mozgás. Lásd erről M. Zemplén-Jolán: Magyarországi fizika története 1711-ig. (Kandidátusi értekezés. Magy. Tud. Akadémia Könyvtára 127. és 421—2. o.)

² Planck fejtegetései erről Termodinamikája bevezetőjében lényegében teljesen egybeesnek Engels idevonatkozó megjegyzéseivel. (Planck: Vorlesungen über Thermodynamik. Leipzig, 1897. V—VI. old.; Engels: A természet dialektikája. Szikra 1952. 37. old.)

³ A. L. Lavoisier—P. S. Laplace: Zwei Abhandlungen über die Wärme. (Ostwald's Klassiker 40. 5. old.)

⁴ R. Boyle: Der skeptische Chemiker. (Ostw. Klass. 229. 101. old.)

⁵ M. W. Lomonoszov: Physikalisch-chemische Abhandlungen. (Ostw. Klass. 178. (De particulis physicis insensibilibus... 1742—43. 15. old. és Meditationes de calor et frigoris causa. 1747-48. 19. old.)

⁶ Uo. 20-22. old.

⁷ Uo. Tentamen Chymiae physicae in usum studiosae iuventutis adornatum. 1752. 59. old.

⁸ J. Tyndal: A hő, mint a mozgás egyik neve. (Ford: Jezsovcics K. 1874. Bp. Term. tud. Társ. 26. old.)

⁹ M. Planck: Das Prinzip der Erhaltung der Energie. 1887. (3. kiadás, Teubner, Leipzig. 1913. 14. old.)

¹⁰ Idézi E. Mach: Die Prinzipien der Wärmelehre (Leipzig, J. A. Barth 1896. 215. old.)

¹¹ W. Thomson: Über die dynamische Theorie der Wärme. (Ostw. Klass. 193. 188. old.)

¹² H. Helmholtz: Wissenschaftliche Abhandlungen. (III. kötet. Leipzig 1895. 512—513. old.)

¹³ Ocsérki razvityija osznoznich fiziceszkijh igyej. Moszkva 1959. Cikkgűjtemény. 218. old.

¹⁴ A természettudományok fejlődése a XIX. sz. derekán azt a másik átfogó jellegzetességet mutatja, hogy a történetiség, a természet időbeli változásának gondolata bevonul a természettudományba. Ez persze szintén elengedhetetlen természettudományi előfeltétele a materialista dialektika kialakulásának. A dialektikus materializmus létrejöttének legmélyebb meghatározottsága természetesen a társadalmi-gazdasági osztályviszonyok fejlődésében rejlik.

¹⁵ R. Mayer: Die Mechanik der Wärme. (Cikkgűjtemény, Stuttgart 1893.) Bemerkungen über das mechanische Äquivalent der Wärme. 1851. 246. old.

¹⁶ Uo. Mayer levele Griesingerhez 1844. júni. 14-én. 13. old.

¹⁷ Uo. Die organische Bewegung in ihrem Zusammenhange mit dem Stoffwechsel 1845. 42. old.

¹⁸ Uo. idézett levél, 15. old.

¹⁹ Uo. levél Baur-hoz 1842. decemberben 36. old.

²⁰ Uo. 37. old.

²¹ Uo. levél Griesingerhez. 1844. 13. old.

²² Uo. Über Erdbeben. (Előadás 1870-ből.) 376. old.

²³ Uo. levél Griesingerhez 1844. július 20-án. (145. old.)

²⁴ Uo. Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur. 1842.

²⁵ Uo. levél Baur-hoz 1841. augusztus 1-én. (17—18. old.)

²⁶ Uo. Die organische Bewegung... (45—128. old.)

²⁷ Uo. Bemerkungen über die Kräfte... (28. old.)

²⁸ Uo. Die organische Bewegung... (51—52. old.)

²⁹ E. Mach: Die Geschichte und die Würzel des Satzes von der Erhaltung der Arbeit. (Prag 1872. 17. old.)

³⁰ F. Mach: Die Prinzipien der Wärmelehre. (Id. kiad. 401. old.)

³¹ Einstein: Theoretische Atomistik. (Die Kultur der Gegenwart. III. 3. l. 251—253. old.)

³² M. Planck: Das Prinzip der Erhaltung der Energie. (Id. kiadás 31. old.)

³³ H. Helmholtz: Über die Erhaltung der Kraft. 1847. (Ostw. Klass. 1. 3—9. old.)

³⁴ Kudrjavcev egy nemrég megjelent cikkében Helmholtz-nak ezt a nézetét visszafejlődésnek tekinti Mayerhez képest. (Zakon Szobranenyija Energije. Idézett cikkgűjtemény 227. old.) Valóban Helmholtz mecha-

nisztikusan elszűrkíti a világot szemben a jelenségeket pozitívista módon leíró Mayerral. Azonban az egységes világszemlélet — ha mechanisztikus formájú is — nagy szolgálatokat tesz még a fizika fejlődésének a XIX. században. A fizikában más alapú egység ekkor még nem tárható fel. A mechanisztikus törekvéseknek más az ismeretelméleti funkciója a XIX. sz. közepén a fizikában, mint a filozófiában.

³⁵ H. Helmholtz: Über die Erhaltung der Kraft. (Uo. 22–23. old.)

³⁶ Vegyük észre: az a hipotézis, hogy a hő — mozgás impliciten tartalmazza az anyag atomos szerkezetére vonatkozó régi nézetek felelevenítését. A kinetikus gázelmélet tárgyalásánál erre részletesen visszatérünk.

³⁷ H. Helmholtz id. cikk. (Uo. 24. old.)

³⁸ Uo. 53. old.

³⁹ Clausius később 1864-ben javasolta a munkának hőmennyiségben mért egységét az Arbeit-től megkülönböztetendő Werk-nek nevezni ugyanitt vezette be a latens hőre a Werkwärme kifejezést. Innen származnak az ilyen terminusok, mint pl. párolgási hő. (R. Clausius: Abhandlungen über die Mechanische Wärmetheorie. Braunschweig 1864—67. I. kötet 281—5. old.)

⁴⁰ E. Mach: Die Prinzipien der Wärmelehre. (Id. kiad. 318. és 327. old.)

⁴¹ W. Thomson: Idézett cikkgyűjtemény 188. old.

⁴² Uo. 186. old.

⁴³ R. Clausius: (Idézett cikkgyűjtemény 16—23 és 129. old.)

⁴⁴ R. Clausius: Idézett cikkgyűjtemény II. 229. old. (Nem csak az elméleti általánosításokban játszik fontos szerepet ez a hipotézis, hanem a kísérletek megtervezésében is. Masao Watanabe nemrégiben mutatta ki pl., hogy Rumford másfél évtizeddel a sűrítési hőre vonatkozó nevezetes kísérletei előtt már azon az állásponton volt, hogy a hő mozgás. (Masao Watanabe: Count Rumford's First Exposition of the Dynamic Aspect of Heat. Isis 1959. jún. Vol. 50. Part. 2. No. 160.)

⁴⁵ Helmholtz mást nevezett a test összhőjének, mint Carnot. Helmholtz szerint az összhő az elevenítő és a feszítőerő összege; ez valóban csak a test pillanatnyi állapotától függ. A belső energia fogalmat Clausius vezeti be, de csak 1864-ben cikkeinek gyűjteményes kiadásához írt egyik jegyzetében. (Lásd: id. cikkgy. I. 281. old.)

⁴⁶ W. Thomson: Idézett cikkgyűjtemény 3—4 old.

⁴⁷ Maga az elnevezés nem szerencsés, nem azért, mert hallgatólagosan a hőjelenségek mechanikára való visszavezetési lehetőségét rejtí magában — ennyiben éppen tükrözi a kort, melyben keletkezett — hanem azért, mert a hőanyagelmélet semmivel sem volt kevésbé „mechanikai” hőelmélet. Ma talán ezt a történetileg már túlhaladott terminust leghelyesebben úgy értelmezhetnők, hogy a mechanikai hőelmélet a fizikának az a része, amely a hőjelenségeket az energia-megmáradás szemszögéből vizsgálja. (Lásd: Kudrjavcev idézett cikk 229. old.)

Magkölcsonhatások viselkedése extrém nagy energiáknál

A mai magfizika egyik legérdekesebb, ez idáig még fel nem tárt és éppen ezért talán leginkább vizsgált kérdése a nukleonok struktúrájának és a nagyenergiájú ($E > 10^{10} \text{ eV}$) nukleonok elemi kölcsönhatásainak vizsgálata.

Ilyen nagyenergiájú nukleonok ütközéseinél igen lényeges szerepet játszik az úgynevezett többszörös mezonkeltés, amikor is a két ütköző nukleon tömegközépponti rendszerében egy kis térfogatban rendkívül nagy energia koncentrálódik, mely új részecskék keletkezésére vezet. A többszörös mezonkeltésnek extrém nagy energiáknál ($E > 10^{14} \text{ eV}$) való tanulmányozásánál az utóbbi években egész sor olyan jelenségre figyeltek fel a kutatók, mely arra utal, hogy a nukleonok elemi kölcsönhatási aktusának alapvető természete 10^{15} eV körül megváltozik; egy eddig ismeretlen típusú kölcsönhatás lép fel.

Ugyancsak egy újfajta elemi kölcsönhatási folyamat fellépésére mutatnak egyes elméleti megfontolások [1, 2]. Ezek alapján várható, hogy 10^{15} eV körül bizonyos típusú gyenge kölcsönhatások erősekké válnak. Ennek következtében ilyen energiáknál felléphet pl. többszörös leptonkeltés. Valóban vannak olyan kísérletek, melyek a jelzett effektusok fellépésére utalnak.

A következőkben az a célunk, hogy az elemi kölcsönhatási folyamatoknak extrém nagy energiáknál való megváltozására utaló, különböző szerzők által végzett kísérletek eredményeit és az idevonatkozó elméleti feltevéseket összegyűjtve, áttekintést adjunk erről az alapvető problémáról.

Nagyenergiájú magkölcsonhatások tanulmányozásának lehetőségei

Az extrém nagy energiájú ($E > 10^{14} \text{ eV}$) magkölcsonhatások tanulmányozása lényegében két módon lehetséges; kiterjedt légizáporok számlálócsövekkel és szcintillációs számlálókkal történő vizsgálata és fotoemulzióban a jet-ek vizsgálata segítségével.

A kiterjedt légizáporok a nagyenergiájú nukleonoknak egy, a légkör felső rétegeiben levő atommaggal való ütközéséből keletkeznek a következő módon. Az első kölcsönhatásban a primér részecske energiájának egy része új részecskék (többnyire π -mezonok) keltésére fordítódik, a primér részecske pedig lecsökken (de még mindig elég nagy) energiával megy tovább. A π^0 -mezonok fotonokká bomlanak. A fotonok elektronpárokat, azok ismét fotonokat stb. hoznak létre, s így keletkezik a kiterjedt légizáporok úgynevezett elektron-foton komponense. A π^+ -mezonok és a π^- -mezonok egy része μ -mezonokká bomlik, s ezek alkotják a kiterjedt légizáporok áthatoló komponensét (a μ -mezonok ugyanis igen kevésbé kölcsönható, tehát nagy abszorbeens vastagságon áthaladó részecskék). A π^- -mezonok másik része és a továbbhaladó nukleonok (a kiterjedt légizáporok magaktív komponense) újabb magkölcsonhatásokat hoznak létre. Ezek szekundérjei ismét az előbbi módon viselkednek és így egy nukleár-aktív részecskékből, μ -mezonokból és elektron-foton komponensből álló komplex zápor jön létre. Ily módon egy nagyenergiájú magkölcsonhatásból

kifejlődött zápor révén több millió részecske érheti el a Föld felületét, s ezek több km² nagyságú területet is lefedhetnek.

Nagyenergiájú magkölesonhatások fotoemulziós technikával történő tanulmányozására ballonok és repülőgépek segítségével 10–30 km magasságba emulziós lemezeket juttatnak fel. A primér kozmikus részecskék a levegőben levő atomok magjai helyett az emulzió atommagjaival ütköznek, és az előbb ismertetett folyamat az emulzióban jön létre (jet-ek).

Ezen jet-ekben keletkezett részecskék szög és impulzus eloszlását, természetét stb. minden egyes kölesonhatásban közvetlenül tanulmányozhatjuk. Ezzel szemben a kiterjedt légizáporok tanulmányozása csak közvetett felvilágosítást nyújt a kölesonhatási aktusról és annak csak statisztikus tanulmányozását teszi lehetővé.

Igen nagyenergiájú magkölesonhatások vizsgálatára azonban mégis ez utóbbiak alkalmasak, ugyanis fotoemulzióban a 10¹⁴ eV-nél nagyobb energiájú magkölesonhatások ritkák. Éppen ezért, ha 10¹⁵ eV energia körül van valamilyen változás az elemi kölesonhatási aktus természetében, akkor az első sorban a kiterjedt légizáporok tanulmányozása során észlelhető.

Valóban észleltek anomális jelenségeket mind a jet-ek tanulmányozása, mind pedig a kiterjedt légizáporok tanulmányozása során.

A kiterjedt légizáporok tanulmányozásánál észlelt anomális jelenségek

1. Magaktív komponens

1954-ben Sz. I. Nikolszkij és munkatársai [3] 3860 m magasságban a Pamir hegységen végeztek méréseket a kiterjedt légizáporokban levő, $\geq 10^9$ eV energiájú magaktív részecskék térbeli eloszlásának és számának vizsgálatával kapcsolatosan.

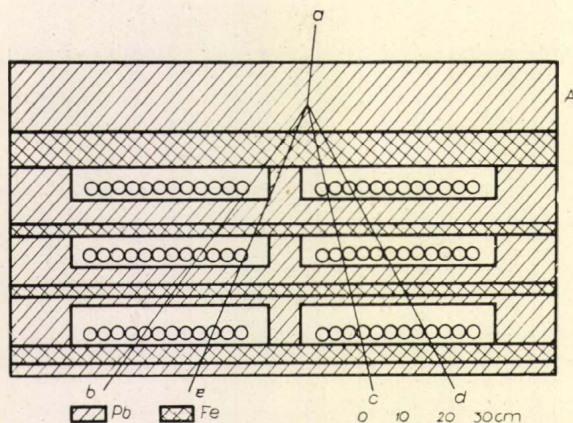
A méréshez az 1. ábrán látható úgynevezett áthaloló zápordetektort használták. Azokat a részecskéket regisztrálták, melyek által keltett részecskék a detektorban levő három számlálósősor minden sorából két számlálósővön haladtak át. Az észlelt események majdnem kizárólagosan a berendezés felett elhelyezett ólomabszorbensben létrejött elektron-magzáporokat jeleztek. Az így mért magaktív részecskék számát ($N_{\text{magaktív}}$) mint a kiterjedt légizápor energiájának (E_0) függvényét a 2. ábrán mutatjuk be. Az ábrából látható, hogy 10¹⁵ eV primér energia felett az $N_{\text{magaktív}}$ — E_0 görbe alakja megváltozik. A kisebb energiátartományban az összefüggés

$$N_{\text{magaktív}} \sim E_0^{0.2}$$

a nagyobb energiájú tartományban pedig

$$N_{\text{magaktív}} \sim E_0$$

alakú.

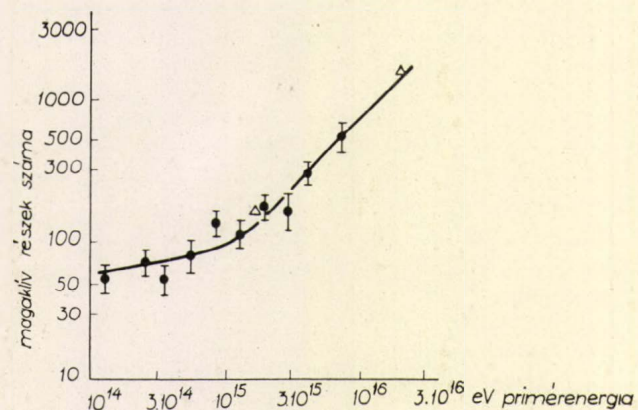


1. ábra. Sz. I. Nikolszkij és munkatársai által használt berendezés vázlatos rajza. A mérőberendezés ólom és vas abszorbensekbe ágyazott Geiger—Müller számlálósővekből (az ábrán ○-rel jelölve) áll. Az A-val jelölt Pb abszorbensben jönnek létre a magkölesonhatások. A többi abszorbens a kis energiájú és oldalról jövő részecskék kiszűrésére szolgál. A berendezésre eső áthaloló részecske (a) A-ban kölesonhatást okoz. A keletkezett nagyenergiájú részecskék (b, c, d, e) áthaladnak a számlálósőveken és az azok közé helyezett abszorbens rétegeken.

A magaktív részek integrális energia spektrumára vonatkozóan E. A. Murzina és munkatársai [4] végeztek méréseket 1957 őszén ugyancsak a Pamir, 3860 m magasságban. Azt találták, hogy a keresett spektrum a 10¹²–10¹³ eV energiátartományban

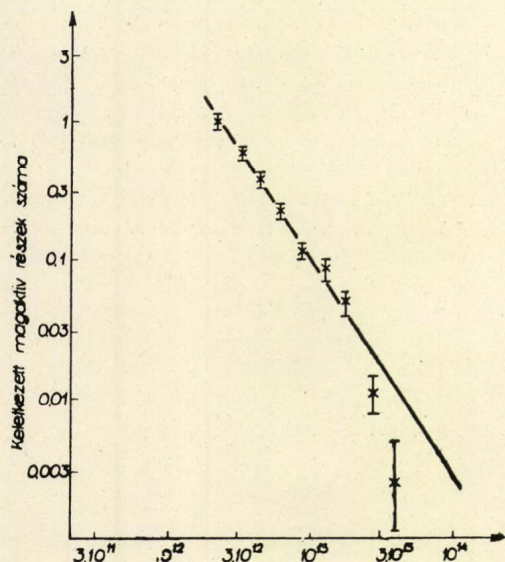
$$F(>E) \sim E^{-(1.53 \pm 0.07)}$$

alakban vehető fel, ami megegyezik a megfelelő energiájú primér kozmikus sugárzás energia spektrumával. Azonban a 10¹³ eV feletti energiájú magaktív részecskékből lényegesen kevesebbet találtak, mint amennyi azon feltevés alapján várható lett volna, hogy a spektrum továbbra is hasonló marad a primér kozmikus sugárzás energia spektrumához.



2. ábra. A kiterjedt légizáporokban levő, magaktív részecskék számának a primérenegriától való függése. A vízszintes tengelyen a kölesonhatást létrehozó részecske energiája, a függőleges tengelyen pedig a keletkezett magaktív részek száma van ábrázolva.

A szerzők továbbá kimutatták, hogy annak a valószínűsége, hogy az eltérést statisztikus fluktuáció okozza, kisebb, mint 3%. A kísérleti eredmények a 3. ábrán láthatók.



3. ábra. A magaktív részecskék integrális energia spektruma. A vízszintes tengelyen a keletkezett magaktív részecskék energiája, a függőleges tengelyen pedig azok száma látható.

Az eltérés okát a szerzők az elemi kölcsönhatás aktusának nagy energiáknál való megváltozásával próbálták magyarázni. Eszerint a nagyobb energiájú magaktív részecskék a légkörben gyorsabban nyelődnek el, mint a kisebb energiájúak.

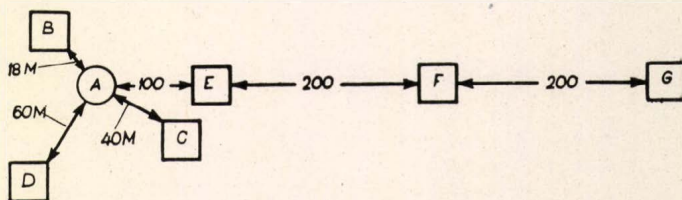
Érdekes megemlíteni, hogy éppen a legújabb mérési eredmények szerint* a π^0 -mezonok energiaspektrumában találtak hasonló jellegű levágást.

2. μ -mezon komponens

a) 1954-ben a Pamir hegységen 3860 m magasságban Ju. N. Vavilov és munkatársai [5] a kiterjedt légizáporokban keletkezett μ -mezonok térbeli eloszlását és számát vizsgálták a 4. ábrán látható hodoszkopizált számlálócsöves berendezés segítségével. Az A pont körüli 6 m sugarú körben 19 hodoszkopizált számlálóegység és egy áthatoló-részecske detektor volt elhelyezve. Ez az elrendezés lehetővé tette, hogy 1 m pontossággal határozzák meg az olyan kiterjedt légizáporok tengelyének helyét, melyek az A ponttól nem messze haladtak el. A B, C, D és E pontokban levő számlálók a töltött részecskék áramsűrűségét mérték (maximálisan 10^5 – 10^6 részecskét tartalmazó záporok esetén). F és G szintén a töltött részecskék átlagos áramsűrűségének mérésére szolgált. Emellett az A, B, C, E és G pontokban áthatoló-részecske detektorok voltak elhelyezve. Az

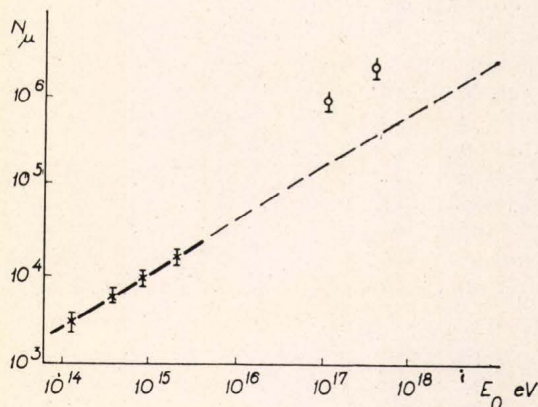
* Az 1959. évi kievi „Nagyenergiájú fizika” konferencián ismertetett eredmények.

A, B és C pontokban az 1. ábrán bemutatott típusú berendezést helyezték el, mely lehetővé tette a μ -mezon komponens és az elektronzáporok megkülönböztetését, az E és G pontokban pedig, ahol — mint korábbi mérések megmutatták — már nincsenek záport keltő magaktív részecskék, egy egyszerűbb elrendezést használtak.



4. ábra. A hodoszkopizált számlálócsöves berendezés elhelyezésének rajza. Az A, B, C, D, E, F és G pontokban kis glimm-lámpákkal összekötött, és Pb abszorbensbe helyezett Geiger—Müller számlálócsövek voltak elhelyezve. A kis lámpácskák felvillanása mutatta, hogy melyik számlálócsövön haladtak át részecskék.

Az áthatoló-részecske detektorokkal kiválasztva a μ -mezonokat, a μ -mezon-intenzitás záportengelytől mért távolság függését lehetett vizsgálni; a méréseket különböző energiájú záporokra vonatkozóan végezték el. Az eredmények arra mutattak, hogy a μ -mezonok térbeli eloszlása nem függ a primér energiától. Ezt felhasználva, össze tudták hasonlítani a különböző energiájú záporok-



5. ábra. Az egyes záporokban levő μ -mezonok számának függése a zápor primérenergiájától. A vízszintes tengely a primér energia eV-ben, a függőleges a μ -mezonok száma.

ban levő μ -mezonok számát. A kapott adatokat az 5. ábrán mutatjuk be. A 10^{14} – $2 \cdot 10^{15}$ eV tartományban a μ -mezonok összszáma

$$N_{\mu} \sim E_0^{0,62 \pm 0,12}$$

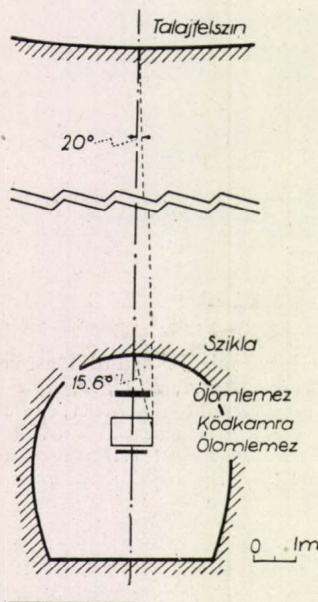
alakú, 10^{17} eV körül pedig

$$N_{\mu} \sim E_0^{0,95 \pm 0,05}$$

alakú függést mutat.

b) 1957-ben Higashi és munkatársai [6] egy föld alatt elhelyezett Wilson-kamrával végzett kísérleteket. A berendezés felett 50 m vízabszor-

bensnek megfelelő vastagságú levegő és szikla volt. A Wilson-kamrába 15 db egyenként 1 cm vastag Pb lemezt helyeztek el (lásd 6. ábrát).



6. ábra. A berendezés elhelyezése egy földalatti alagútban.

A mérések során áthatoló részecske nyalábokat észleltek. Ezek olyan események voltak, amikor a Wilson-kamra térfogatán egyidejűleg több (a kísérletekben 4–9) áthatoló részecske haladt át. Az áthatoló részek a Wilson-kamrába helyezett ólomlemezekben sem magkölsönhatást nem okoztak, sem pedig nem szóródtak észrevehető mértékben. Mindezek alapján azt lehetett mondani, hogy ezen részecskék 0,5 GeV-nél nagyobb energiájú μ -mezonok voltak.

Ezen áthatoló részecske nyalábok mibenlétét mindeztideig még nem sikerült tisztázni.

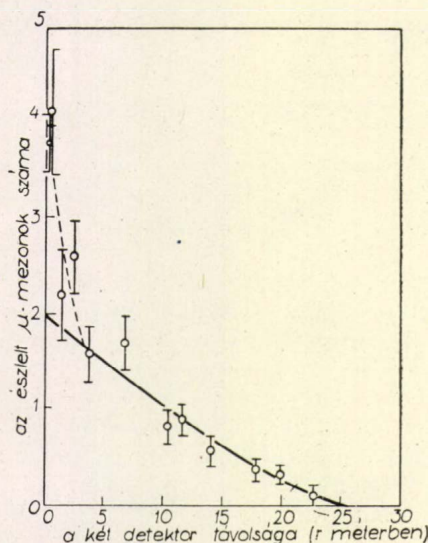
Előzetes kísérletek ugyanis kimutatták, hogy egy vaktában működtetett kamrával egy áthatoló részecske észlelése 0,22 valószínűséggel bír, míg két vagy több áthatoló részecske egyidejű észlelése 0,03. Mivel ezen részek tetszésszerű irányokból jöhetnek, igen kicsiny a valószínűsége annak, hogy négy vagy kilenc részecske véletlenül paralell haladjon át a kamrán.

Egy másik lehetőség, hogy a berendezés feletti sziklában létrejött magkölsönhatás szekundérjai ezek a részecskék. Ekkor azonban a Wilson-kamrában észlelt μ -mezonok számából következtetve 750 π -mezont kellene észlelni, egyenként kb. 2 GeV energiával. Ez a multiplicitás meglepően nagy. Ezért, ha az áthatoló részecskék nyalábja valóban a sziklában keletkezett áthatoló zápor részei, akkor fel kell tételezni egy olyan új típusú kölsönhatást, amelynek során magkölsönhatásokból közvetlenül μ -mezonok keletkezhetnek.

S. Hayakawa [7] vetett fel egy további lehetőséget az észlelt eredmények megmagyarázására. Nevezetesen azt, hogy egy nehéz primérmag a levegő egy atommagjával való ütközések követ-

keztében nukleonokra hasad, melyek mindegyike további magkölsönhatások során többszörös π -mezonkeltést hoz létre, melyek aztán nagyenergiájú μ -mezonokra bomlanak. Ezeket a μ -mezonokat azonosítja Hayakawa az észlelt áthatoló részecske nyalábokkal.

c) Egy harmadik kísérletet, mely a μ -mezonokkal kapcsolatban szintén anomális jelenséget mutat, 1952-ben Barrett és mások [8] végeztek el. Erre a munkára nemrégiben Rozenthal [9] hívta fel a figyelmet a kölsönhatások keresztmetszetének nagy energiáknál való lehetséges megváltozása szempontjából. A mérés a következő: Kiterjedt légizáporral vezérelt két μ -mezon teleszkóp közötti koincidenciákat vizsgálták a két teleszkóp közötti távolság függvényében. Az eredményt a 7. ábra mutatja. Látható, hogy kis távolságoknál több koincidenciát észleltek, mint nagy távolságoknál. Olyan a helyzet, mintha a 7. ábrán látható



7. ábra. Két μ -mezon teleszkóp közötti dekoherencia görbe. A vízszintes tengely a teleszkópok közötti távolság m-ben, a függőleges a koincidenciák száma.

görbe két különböző görbe (az ábrán szaggatottan berajzolva) szuperpozíciójából jönne létre. Ezzel kapcsolatban Rozenthal felvetette azt az elképzelést, ami szerint a kis távolságoknál észlelt görbét esetleg többszörös μ -mezon keltéssel lehetne magyarázni.

3. A kiterjedt légizáporok „törzsének” kiterjedése

O. Dobzsenko és mások [10] 1955-ben a Pamir hegységen 3860 m magasságban hodoszkopizált számlálósövekből, ionizációs kamrákból és Wilson-kamrából álló berendezéssel $2 \cdot 10^{13}$ – 10^{16} eV energia tartományban tanulmányozták a kiterjedt légizáporokkal kapcsolatos néhány problémát. Többek között a kiterjedt légizáporok áthatoló komponensének abszorpcióját vizsgálták úgy, hogy a berendezés centrumában, a föld alatt 8, illetve 16 m vízequivalensnek megfelelő mélységben detek-

torokat helyeztek el. Feltételezve, hogy a záporban levő $5 \cdot 10^{11}$ eV-nél nagyobb energiájú részecskék egy elhanyagolható kiterjedésű „törzsben” haladnak, kiszámították azoknak a kiterjedt légizáporoknak a várható számát, melyek 8 m víz-equivalensnek megfelelő abszorbensen áthaladnak.

A számítással kapott értéket a megfigyelt esetek számával összehasonlítva, az $E_0 \leq 6 \cdot 10^{14}$ eV energiájú primér részecskék által létrehozott záporokra nagyon jó egyezés adódott, de $6 \cdot 10^{14}$ eV primérenergia felett a mért érték nagyobb volt a várhatónál. Ez utóbbi eredmény csak akkor magyarázható, ha feltesszük, hogy ilyen nagy energiájú záporokban a zápor törzsének átmérője 1–3 m.

4. A kölcsönhatási aktus inelaszticitása

A fent leírt kísérlet egy másik feladata a kiterjedt légizáporok magaktív és elektron-foton összetevőjével kapcsolatos energia-fluxus mérése, továbbá a zápornyaláb szerkezetének vizsgálata volt. Ezen vizsgálatok céljaira a már említett ionizációs kamrák szolgáltak.

A szerzők azt találták, hogy $6 \cdot 10^{14}$ eV-nél kisebb primérenergiájú záporok esetében a legnagyobb energiájú részecske energiája az elektron-foton komponens összenergiájának 10%-a volt. A többi magaktív részecskék energiaeloszlása a mérésekből

$$\sim \frac{1}{E^n} \quad n = 0,9 \pm 0,2$$

alakúnak adódott. Ebből a magaktív részek által elvitt összenergiát kiszámítva, ez az elektron-foton komponens összenergiája $\sim 60\%$ -ának adódott.

$6 \cdot 10^{14}$ eV-nél nagyobb energiájú záporok esetén azonban nem tapasztalták egy kitüntetett energiájú részecske jelenlétét, hanem több olyan magaktív részecskét észleltek, amelyek energiája azonos nagyságrendű volt. Ezen záporok törzsének átmérőjét 1–3 méternek találták.

5. Fotoemulzióban észlelt, anomáliát mutató nagy-energiájú magkölcsönhatás

1957-ben Fowler és munkatársai [11] nagy-energiájú magkölcsönhatások fotoemulzióban való tanulmányozása során a következő jelenségeket észlelték. Egy részecske egymás után két kölcsönhatást hozott létre. Az első kölcsönhatásban keletkezett részecskék igen tág kúpszögben, a második kölcsönhatásban keletkezettek pedig rendkívül kis kúpszögben helyezkedtek el. Mivel a kölcsönhatást létrehozó részecske energiája a relativisztikus kinematika szerint annál nagyobb, minél kisebb a keletkezett részecskék által alkotott kúp nyílásszöge, ez a tény igen meglepő és eddigi elképzeléseinkkel nem magyarázható. Egy lehetséges magyarázat az, hogy igen nagy energiáknál egy eddig ismeretlen folyamat lép fel, és ez okozza

a két kúpszögben észlelt igen nagy különbséget. A jelenség pontosabb vizsgálata azonban csak nagyobb statisztika esetén lehetséges.

A kísérleti eredmények értelmezése

A fenti kísérletek eredményeit a következőképpen lehetne értelmezni:

10^{15} eV alatti primér energiák esetén az inelaszticitás koefficiens kicsi ($\sim 0,3$), azaz a primér részecske energiájának csak kis része fordítódik mezonkeltésre, és az energia nagyobbik hányadát ($\sim 70\%$) általában egy magaktív részecske viszi magával az ütközés után. Ezzel szemben az ismeretett mérésekből arra lehetne következtetni, hogy 10^{15} eV-nél nagyobb primér energiák esetén a rendelkezésre álló összenergia egyenletesen oszlik el [6, 12] több szekundér részecske között, amelyek száma a primér energiával lineárisan növekszik [4]. Ennek az lenne az egyik következménye, hogy az alacsonyabb energiáknál fellépő egy törzsű zápor szerkezettel szemben extrém nagy energiáknál több törzs alakul ki. Ezeket azonban igen nehezen lehetne kimutatni, tekintettel arra, hogy szeparációjuk feltehetően a törzs helymeghatározása pontosságának nagyságrendjébe esik [10]. A másik következmény a nukleonkaskád erősebb abszorpciója lenne [4].

Ahogy az igen nagy energiájú zápor egyes tagjainak energiája 10^{15} eV alá csökken, a kiterjedt légizáporok a levegőben, illetve a jet-ek emulzióban a szokásos módon fejlődnek tovább.

Továbbá, a fentiek alapján azt is mondhatjuk, hogy 10^{15} eV körül a kiterjedt légizáporok μ -mezonkomponensének intenzitása megnő [5, 6, 8].

Az eddigi kísérleti ismereteink alapján nem állíthatjuk biztosan, hogy az itt adott értelmezés helyes, csak annyit mondhatunk, hogy a fent leírt kísérletek eredményei arra utalnak, hogy 10^{15} eV primér energia körül megváltozik a kiterjedt légizáporok strukturája és létrejöttének mechanizmusa.

A vázolt jelenségek elméleti magyarázatára több hipotézis született.

1. 1956-ban a Budapesten megtartott Kozmikus Sugárzási Konferencián Sz. I. Nikolszkij vetette fel azt a gondolatot, hogy az elemi kölcsönhatásban extrém nagy energiáknál bekövetkező változás valamiképpen a nukleon strukturájával áll kapcsolatban.

Ebből a gondolatból kiindulva E. Friedländer [12] megpróbálta a kísérleti eredményeket egy nukleon-mag létezésének feltételezésével és a Fermi-elmélet segítségével magyarázni.

Feltételezve ugyanis, hogy a nukleon egy, a centrumban elhelyezkedő magból, és az azt körülvevő mezon-felhőből áll, elképzelhető, hogy a nukleon magja kis energiák esetén nem vesz részt a kölcsönhatásban. Így a nukleon magja a kölcsönhatás után a primér energia egy jelentős hányadával bíró új részecskeként jelentkezik. Nagyobb energiáknál azonban a nukleon magja is részt vesz a mezonkeltésben, és energiája is erre

fordítódik. Ehhez a nukleon magját körülvevő mezonfelhőnek egy olyan nagyfokú gerjesztése szükséges, melynek megfelelő energia

$$5 \cdot 10^{14} \lesssim E_k \lesssim 5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

Ekkor a záportörzsek térbeli szeparációja a számítás szerint pár méter, ami valóban a kísérleti pontosság nagyságrendjébe esik.

2. Hogy a felvetett másik hipotézist megértsük, előjáróban néhány szóval a kölcsönhatások osztályozásával kell foglalkozni. A kölcsönhatások erőssége szerint megkülönböztetünk erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat. Az utóbbiakat is két csoportra szokták osztani; bozon-fermion és fermion-fermion kölcsönhatásokra. A kölcsönhatások egy másik osztályozása a kvantummechanikában szokásos és a kölcsönhatások csatolási állandójának dimenziója szerint történik. 1. típusúnak azokat a kölcsönhatásokat nevezik, ahol $\eta \leq 0$, és 2. típusúaknak azokat, ahol $\eta > 0$, η -t a következő összefüggésből lehet meghatározni

$$[g] = [L]^\eta$$

ahol g a kölcsönhatásra jellemző ún. csatolási állandó, és $[L]$ hosszúságdimenziót jelent. A 2. típusú kölcsönhatáshoz tartoznak a paritást sértő gyenge kölcsönhatások is. A kétféle kölcsönhatás különböző energiáknál különbözőképpen viselkedik, nevezetesen a 2. típusúak lényegesen függnak az energiától, míg az 1. típusúak nem.

Például a 2. típusba tartozó β -kölcsönhatások potenciálja Tamm és Ivanenko számításai szerint meghaladhatja még a magerők potenciálját is, mégpedig

$$r \lesssim 10^{-17} \text{ cm}$$

körüli értékeknél.

Extrém nagy energiáknál (extrém kis hullámhosszaknál és távolságoknál) tehát a 2. típusú kölcsönhatások járuléka összevethető az 1. típusúakéval. Minél nagyobb az energia, annál nagyobb lesz a 2. típusú folyamatok hatáskeresztmetszete. Extrém nagy energiáknál várható pl. leptonok többszörös keltése is. Az alábbi táblázat azt mutatja, hogy — az elmélet szerint [1] — különböző E_L (L rendszerbeli) primér energia esetén milyen $\sigma(E_L, \bar{N})$ hatáskeresztmetszete van \bar{N} leptonpár egy aktusban való keltésének.

E_L (eV)	\bar{N}	$\sigma(E_L, \bar{N})$ (cm ²)
3×10^{13}	1	10^{-34}
5×10^{15}	5	10^{-24}
3×10^{16}	10	3×10^{-18}

Világosan látható a hatáskeresztmetszetek növekvő tendenciája. Ha ez a hipotézis igaz, akkor elképzelhető, hogy elég nagy energiáknál fellép pl. μ -mezonok többszörös keltése. Egy ilyen jelenség viszont magyarázni tudná az áthatoló záporok tanulmányozásánál észlelt jelenségeket.

Befejezésképpen vizsgáljuk meg azt a kérdést, hogy milyen következményekkel járna, ha valóban létezne egy új típusú kölcsönhatás, mely 10^{15} eV energia felett lép fel. Egy p impulzusú részecske de Broglie hullámhossza $\lambda = h/p$. Egy 10^{15} eV energiájú nukleon esetén a tömegközépponti rendszerben $\bar{\lambda} \approx 1,4 \cdot 10^{-16}$ cm. Tehát egy ilyen kölcsönhatás létezése arra utalna, hogy a nukleonok egy $\sim 10^{-16}$ cm átmérőjű maggal rendelkeznek. Ezen túlmenően ennek a kérdésnek a tisztázása igen lényeges és alapvető, hiszen nemcsak a nukleonok, de az összes elemi részecskék struktúrájáról nyújthat közelebbi felvilágosítást.

A kísérleti fizikusokra váró legközelebbi feladat tehát olyan kísérleti berendezések tervezése és mérések kivitelezése, amelyek segítségével elhatároló pontossággal lehet felvilágosítást nyerni az elemi kölcsönhatás viselkedésére extrém nagy energiáknál.

Bozóki György — Gombosi Éva
Központi Fizikai Kutató Intézet
Kozmikus Sugárzási Laboratórium

IRODALOM

- [1] H. Umezawa, M. Konuma, K. Nakagawa: Nucl. Phys. 7, 169, 1958.
- [2] D. I. Blohincev: UFN. 61, 137, 1957
- [3] Sz. I. Nikolszkij, Ju. N. Vavilov, V. V. Batov: DAN 111, 71, 1956.
- [4] E. A. Murzina, Sz. I. Nikolszkij, V. I. Jakovlev, ZSETF 35, 1298, 1958.
- [5] Ju. N. Vavilov, Ju. F. Erstignejev, Sz. I. Nikolszkij, JETP 5, 1078, 1957.
- [6] S. Higashi, T. Oshio, H. Shibata, K. Watanabe, Y. Watase: Nuovo Cim. 5, 592, 1957. 597, 1957.
- [7] S. Hayakawa: Nuovo Cim. 5, 608, 1957.
- [8] P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, K. Greisen: Rev. Mod. Phys. 24, 133, 1952.
- [9] I. L. Rozenthal: ZSETF 36, 943, 1959.
- [10] O. Dobzsenko, V. Zacepin, E. Murzina, Sz. I. Nikolszkij, I. Rakobolszkaja, E. Tukis: DAN 118, 899, 1958.
- [11] P. H. Fowler, 7th Annual Rochester Conf. 1957.
- [12] E. Friedländer: Személyes közlés.

A Csehszlovák Tudományos Akadémia az UIPAP védnöksége alatt nemzetközi konferenciát rendez a félvezetők fizikájáról. A konferencia a Readingben (1950), Amsterdamban (1954), Garmisch-Partenkirchenben (1956), Rochesterben (1958) tartott konferenciák soro-

zatához csatlakozik. Helye Prága, időpontja 1960. augusztus 29—szeptember 2. A rendezőbizottság titkára Dr. Milos Mátyás, címe: Csehszlovák Tudományos Akadémia Technikai Fizikai Intézete, Prága 5, Cukrovarnická 10.

Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei, II.

3. Magyar eredmények az elektrolumineszcencia kutatásában

A hazai kutatás első fontos eredménye Szigeti György és Bay Zoltán nevéhez fűződik [42]. A SiC-ot vagy más félvezető anyagot tartalmazó elektrolumineszcens lámpára vonatkozó szabadalmuk nemcsak elvileg, hanem több fontos részletkérdésben is megjelölte azt az utat, melyen a ma már kísérleti stádiumban levő fényforrás gyakorlatilag is kivitelezhető. E találmány világviszonylatban is első ilyen tárgyú szabadalom.

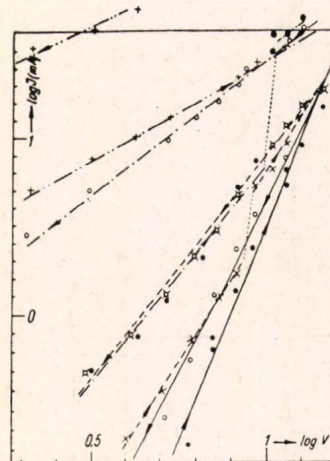
E biztató kezdet után a háború megakadályozta a további kutatást.* Tizennégy esztendő szünet után, 1953-ban az I. Magyar Fizikus kongresszuson, majd az ezt követő 1954-es Cambridgei Lumineszcens Kongresszuson számolt be Szigeti újabb kutatási eredményekről [32, 45, 46, 48]. Karborundum(SiC) kristályok elektrolumineszcenciájának hőmérséklet függését, hatásfokát és spektrális elosztását vizsgálva azt találta, hogy a világítás oka lumineszcencia. Az emissziós színeképéből, mely jól egyezik a kristályok katódsugárzás gerjesztette színeképével, arra a következtetésre jutott, hogy a világítás aktivátora főlös szén.

E megfontolások alapján elvetette Claus [31] és Finkelburg [47] korábbi elképzelését, mely a világítás eredetét optikai fékezési sugárzásban kereste. Ez a lépés gyakorlati szempontból is jelentős. Optikai fékezési sugárzásnál ugyanis elvi okokból nem várhatunk 10^{-4} Lumen/Watt fényhatásfoknál nagyobb hatásfokot. Ez az izzólámpák 10 Lumen/Watt körüli hatásfokához képest igen kicsi és így egy ilyen fényforrás gyakorlatilag nem hasznosítható. Lumineszcens jelenségnél azonban nincs elvileg korlátja a hatásfok növelésének. A gyakorlatban elért fényhatásfok-értékek (pl. ipari gyártmányú karborundumnál szoba-hőmérsékleten kb. 10^{-3} Lumen/Watt) is Szigeti elképzelésének helyességét igazolják.

Ugyanezen évben Jeges Károly több száz természetes kristályt vizsgált meg, elektrolumineszcens hatást keresve rajtuk. Legfőbb eredménye a kassziterit (SnO_2) elektrolumineszcenciájának felfedezése volt. Ez az anyag a karborundumhoz hasonlóan viselkedik, de gyakorlati szempontból nagy előnye, hogy jóval könnyebben kezelhető, tisztítható és mesterséges előállítása lényegesen kisebb nehézségekkel jár. A kassziterit világításának fizikai és gyakorlati kérdéseivel Jeges több közleményében és szabadalmában részletesen foglalkozik [18, 26, 49]. Megállapítása szerint a tiszta (mesterségesen előállított) óndioxid kristály jó szigetelő és csak szilícium szennyezés esetén mutat félvezető, illetve elektrolumineszcens tulajdonságokat.

* A korábbi eredmények rövid összefoglalását Szigeti 1951. évi előadásában (44) ismertette.

A következő évben a karborundum félvezető és elektrolumineszcens tulajdonságainak együttes vizsgálatára is sor került. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1954. évi III. Fizikus Vándorgyűlésén Nagy Elemér ismertette az e téren megismert új jelenségeket [50, 51]. E vizsgálatok a tűkontaktus alatti felületi réteg kialakulásával és azzal fog-



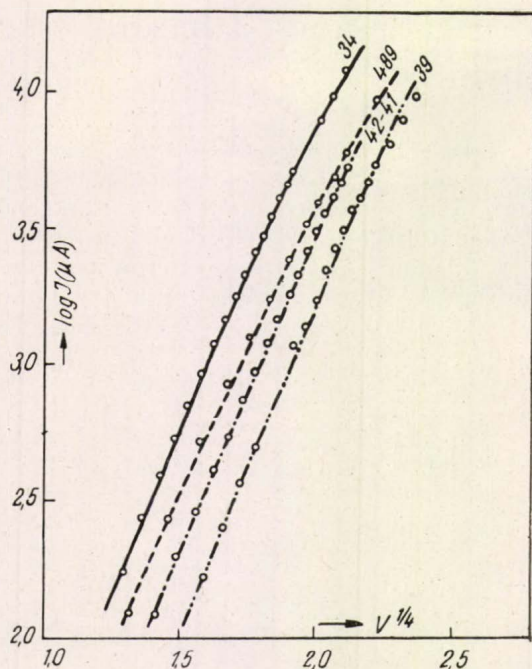
15. ábra. Formálási hatások fellépése szilíciumkarbid tűkontaktus feszültség-áram karakterisztikájában Nagy E. és Weissburg J. közlése szerint (51)

lalkoztak, hogy a réteg kialakulása egyrészt mennyiben függ a kontaktuson átfolyó áramtól (formálási hatások), másrészt pedig mennyire követhető az elektromos jellemzők változása által. Megállapítható volt, hogy

1. a kontaktus alatti réteg képződését (feltehetőleg oxidáció miatt) bizonyos kritikus áramérték túllépése rendkívül meggyorsítja.
2. a kontaktusponton még e kritikus áramérték elérése előtt 30–50 °C túlmelegedés léphet fel a környezethez képest.
3. végül elméletileg is jelentős, hogy a kontaktusok záróirányú áram-feszültség karakterisztikája arra mutat, hogy egy Schottky-típusú egyenirányító exhaustios barrier van a kristály felületén és a tűkörképerő figyelembevételével ez szabja meg a záróirányú áramot.

A következő években a lapszerű elektrolumineszcens fényforrások tanulmányozására is sor került [52]. E munka során született Nagy Elemér és Szabó János szabadalma [53], melynél az elektrolumineszcens panelek fényerejét a dielektrikumba kevert nagy dielektromos állandójú töltőanyag fokozza.** A világítási mechanizmus elméletének tisztázásában — amint ezt már az 1.132 pontban kifejtettük — Nagy Elemér ért el igen jelentős

** Ebből az időből származik Patak János szabadalma (54) is, mely a SiC elektrolumineszcens panel egyik gyakorlati kivitelét védi.

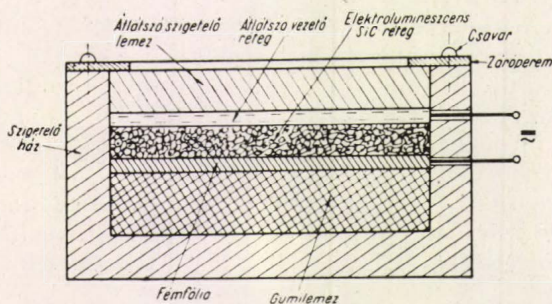


16. ábra. Szilíciumkarbid túkontaktus feszültség-áram karakterisztikája. Nagy E. és Weissburg J. közlése szerint (51). A magasabb feszültségeknél fellépő eltérés a kontaktus melegedéséből származik

eredményeket [40, 55, 56]. Módszerének — a már említett elvi és gyakorlati előnyeinek túlmenően — további előnye, hogy módot ad az elektronok mozgékonyságának meghatározására is. Az így kapott értékek jól egyeznek a más módszerekkel kapott adatokkal. Ez elvi szempontból rendkívül fontos eredmény, mert elektromosan elszigetelt kristályok rétegében ilyen jellegű mérés a szokásos módszerekkel nem végezhető el.

Az 1958-as év új eredménye az, hogy a Nagy—Szabó szabadalom [53] szerint készült és ultrahangtérbe helyezett elektrolumineszcens panel az ultrahang intenzitástól függően elszíneződik [30]. E hatás ultrahang-terek láthatóvá tételére egyszerű módszer lehetőségét ígéri.

Az elektrolumineszcens világítás mechanizmusának tisztázására irányuló hazai vizsgálatok újabb eredményei és a belőlük levonható következtetések [57, 58, 59, 60], mások régebbi közleményeivel együttesen, főképpen az eddig elkülönítve tárgyalt jelenségek közötti rokon-vonásokra mutat-



17. ábra. Szilíciumkarbidos elektrolumineszcens cella, Pataki János szabadalma szerint (54)

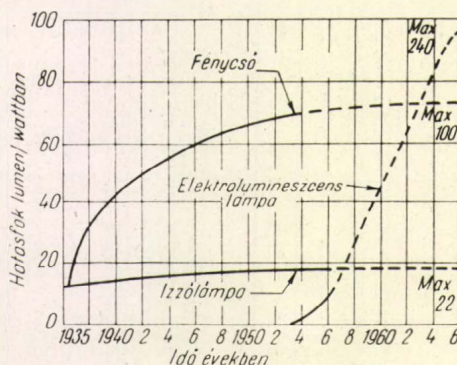
nak rá. E megfontolások — további kellő kiegészítésekkel — módot nyújthatnak a világítás elméletének egységesebb alapon való felépítésére.

4. Az elektrolumineszcencia várható fejlődése

Amint az eddigiekből is jól kivehető, az elektrolumineszcencia terén ismereteink igen gyors ütemben növekednek. Ma már elérkezett a kutatás arra a szintre, melyen a különböző más félvezető hatásokkal, pl. a tranzisztorokon és félvezető diódákon mutatkozó effektusokkal való összefüggések vizsgálata is megindulhatott.

Nem nehéz megjósolni, hogy az elkövetkező néhány éven belül igen jelentős új eredményeket várhatunk az elektrolumineszcens kutatási és fejlesztési munkától, minden területen.

41. Az elektrolumineszcencia jelenségeivel és magyarázataival kapcsolatosan feltétlenül meg fog születni az első átfogó elmélet, mely a különböző tapasztalati tényeket egységes fizikai képbe foglalja. Ez valószínűleg azzal is együtt jár, hogy a jelenleg különválasztott „különálló” effektusok száma is csökkenni fog. Újabb elektrolumineszcens anyagok megismerése további lehetőségeket teremthet. E szempontból különösen sokat várhatunk az ún. intermetallikumoktól és a ma még alig ismert szerves elektrolumineszcens anyagoktól.



18. ábra. A különböző fényforrások hatásfokának várt fejlődése.

42. Az elektrolumineszcencia gyakorlati alkalmazásainál várható fejlődést az egységes elmélet hozhatja meg. Az elérhető hatásfok, felületi fényesség stb. jellemzők általános és anyagi állandóktól függő elvi korlátainak megismerése lesz a fejlődés legfontosabb elősegítője.

Mindenesetre biztató tény, hogy egyes jelek [61, 62] szerint már ma is reálisnak látszik 100—240 Lumen/Watt körüli hatásfok elérése (18. ábra) elektrolumineszcens fényforrásoknál. Amennyiben e nagy hatásfok jó fényerővel párosul, az elektrolumineszcens lámpák széleskörű gyakorlati felhasználása igen kifizetődő lesz. Ez természetesen igen sok technológiai munkát, rengeteg „kicsi”, de lényeges és bonyolult részletkérdés megoldását követeli meg előfeltételként.

A fényerősítők és televíziós panelek esetében várjuk a leggyorsabb fejlődést. Ezek — elvileg — már mai formájukban is felhasználásra alkalmasak, úgy hogy technológiai tökéletesítések és a tömeggyártásbeli előállítás kidolgozása után alkalmazásuk valószínűleg hamar el fog terjedni.

A különlegesebb alkalmazások realitását az idő, a szükséglet és a lehetőségek fogják megszabni. A mai helyzetben még nem állapítható meg határozottan, hogy a gyorsulássaló elektrolumineszcens űrhajólámpáknak [63] vagy az infravörös elektrolumineszcens fénytávíróknak lesz-e nagyobb gyakorlati jelentősége.

E kérdések függőben-hagyása mellett is megállapítható azonban, hogy e területeken még sok érdekességre, újdonságra számíthatunk, mivel az elektrolumineszcens jelenségek és eszközök a szilárd testeken fellépő hatásoknak tudományos és gyakorlati szempontból a tranzisztorhatással összemérhető értékű újabb csoportját alkotják.

Dr. Bodó Zoltán és Weissburg János
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet,
Budapest

Hivatkozások:

1. S. T. Henderson : Br. J. Appl. Phys: 9; 45 (1958).
2. G. Destriau and H. F. Ivey: Proc. I. R. E., 43, 1911 (1955).
3. F. Matossi: Elektrolumineszenz und Elektrophotolumineszenz, Verl. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1957.
4. Szigeti Gy.: Lumineszkáló anyagok fizikája, Mérnöki Továbbképző Intézet, Budapest 1948.
5. V. L. Ljovsin: Folyékony és szilárd anyagok fotolumineszcenciája. Akadémiai Kiadó, Budapest 1956.
6. O. V. Lossev: Telegrafia i Telefonía, No. 18, 61 (1923).
7. G. Destriau: Journ. de Chim. Physique, 33, 620 (1936).
8. B. Gudden und R. Pohl: Z. f. Physik, 2, 192 (1920).
9. G. Déchéne: C. R. Acad. Sci. 201, 139 (1935).
10. G. Destriau: Phil. Mag., 38, 880 (1947).
11. D. A. Cusano: Phys. Rev., 98, 546 (1955).
12. W. W. Piper and F. E. Williams: Phys. Rev, 87, 161 (1952).
13. K. W. Böer und U. Kümmel: Z. Phys. Chem. 200, 193 (1952).
14. R. Wolfe and J. Woods: Phys. Rev., 105, 921 (1957).
15. G. A. Wolff, R. A. Hebert and J. D. Broder: Phys. Rev. 100, 1144 (1955).
16. S. Larach and R. E. Shrader: Phys. Rev 102, 582, (1956).
17. J. R. Haynes and H. B. Briggs: Phys. Rev 86, 647 (1952).
18. Jeges K.: Fizikai Szemle 6, 180 (1954). Előadás a III. Fizikus Vándorgyűlésen, Budapest 1954.
19. G. G. Harman: Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II. 1, 112 (1956); Phys. Rev. 111, 27 (1958); Rev. Sci. Instr. 28, 127 (1957).
- G. G. Harman and R. L. Raybold: Phys. Rev., 104, 1498 (1956).
20. O. V. Lossev: Phil. Mag. 6, 1024 (1928).
21. R. Braunstein: Phys. Rev., 99, 1892 (1955).
22. G. A. Wolff, R. A. Hebert and J. D. Broder: Symposium on Luminescence, Brooklyn, 1955.
23. G. Destriau: Journ. de Chim. Physique, 34, 117 (1937).

24. G. Destriau: Phil. Mag. 38, 700, 774 (1947).
25. A. Bramley and J. E. Rosenthal: Phys. Rev., 87, 1125 (1952).
26. Jeges K.: 143.375 sz. magyar szabadalom.
27. A. Guntherschulze und M. Gerlach: Z. f. Physik 88, 355 (1934).
28. H. Betz: Z. f. Physik, 95, 189 (1935).
29. A. Bernanose, A. Comte et P. Vouaux: Journ. de Chim. Physique 50, 26 (1953). A. Bernanose, et F. Michon: Journ. de Chim. Physique, 51, 622 (1954).
30. Greguss P.: Electroacoustic Transducers Conf., Krinica (1958); P. Greguss and J. Weissburg: Acustica, 9, 183 (1959). Weissburg J. és Greguss P.: Előadás a II. Magyar Ultrahang Kollokviumon, Budapest (1959/IV.).
31. B. Claus: Ann. der Physik, 11, 331 (1931).
32. G. Szigeti: Acta Phys. Hung., 4, 64 (1954).
33. D. Curie: Journ. de Phys. et Rad., 13, 317 (1952); 14, 135, 510, 672 (1953).
34. W. W. Piper and F. E. Williams: Br. J. Appl. Phys. Suppl. No. 4, 39 (1955).
35. L. Burns: J. Electrochem. Soc., 100, 572 (1953).
36. P. Zalm, G. Diemer and H. A. Klasens: Philips Res. Rep. 9, 81 (1954); 10, 205 (1955).
37. B. T. Howard: Phys. Rev, 98, 1544 (1955).
38. J. B. Taylor and G. F. Alfrey: Br. J. Appl. Phys. Suppl. No. 4, 44 (1955).
39. Keiji Maeda: J. Phys. Soc. Japan, 13, 1352 (1958).
40. E. Nagy: J. Phys. et Rad., Coll. de Lumin., No. 32 (1956).
41. R. Goffaux: J. Phys. et Rad., Coll. de Lumin., No. 30 (1956).
42. Bay Z. and G. Szigeti: US Pat. 2, 254.957 (1941), Magy. szab. 140.547.
43. R. K. Orthuber and L. R. Ullery: JOSA, 44, 297 (1954).
44. Szigeti Gy.: MTA Oszt. Közlemények, 4, 139 (1952).
45. Szigeti Gy.: Előadás az I. Magyar Fizikus Kongresszuson, Budapest 1953.
- 45a. Szigeti Gy.: Magy. Fiz. Folyóirat, 2, 515 (1954).
46. Szigeti Gy.: Lumineszcens Kongresszus, Cambridge 1954.; Br. J. Appl. Phys. Suppl. No. 4, 56 (1955).
47. Finkelburg: Kontinuierliche Spektren, Verl. Springer, 1938.
48. G. Szigeti, G. T. Bauer und J. Weissburg: Acta Phys. Hung. 4, 57 (1954).
49. Jeges K.: Pécsi Műszaki Szemle, 1957, 4.
50. Nagy E.—Weissburg J.: Előadás az Eötvös L. Fiz. T. III. Fizikus Vándorgyűlésén, Budapest 1954, Fizikai Szemle, 6, 180 (1954).
51. E. Nagy and J. Weissburg: Acta Phys. Hung. 8, 235 (1957).
52. Szigeti Gy.: MTA. Oszt. Közlemények, 20, 315 (1957).
53. E. Nagy und J. Szabó: 194977 osztrák szab., 54. Patak J.: 144778 sz. magy. szab. (1956), 1,051.400 nyémét szab. (1957).
55. E. Nagy: Doktori disszertáció; Acta Phys. Hung. 6, 153 (1956).
56. E. Nagy: Colloquium on Luminescence, Paris 1956., J. Phys. Rad. 17, 773 (1956).
57. J. Weissburg, J. Schanda and Z. Bodó: Phil. Mag. 4, 830 (1959).
58. Z. Bodó and J. Weissburg: Acta Phys. 10, 341 (1959).
59. J. Weissburg: Acta Phys. 10, 337 (1959).
60. J. Weissburg: Acta Phys. 11, 182 (1960).
61. H. F. Ivey: Westinghouse Engineer 17, 93 (1957); Electronics 29, 190 (1956).
62. G. F. Neumark: Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II. Vol. 4. No. 3, 157 (1959).
63. Weissburg J.: Technika, 3, 2. sz. 5 (1959. II.).
64. E. Tiede und H. Tomaschek: Z. anorg. und allg. Chem. 147, 111 (1925).
65. K. Lehovec, C. A. Accardo and H. Jamgochian: Phys. Rev., 83, 603 (1951, Phys. Rev. 89, 20 (1953).

A fizika középiskolai tantervéről

A középiskolai fizikatanításunknak régóta húzódo egyre égetőbb és sürgős megoldani valókkal terhes problémái vannak. Ezek három fő területen vetődnek fel egyszerre, s megoldásuk nem is haladhat egymástól teljesen függetlenül. Ezek: 1) *Tanterv*, 2) *Tanári munka* 3) *tankönyv*. Fizikatanításunk ezért gyökeres átalakítást igényel, amelynek tartós javulást kell hoznia az évek során felgyülemlett modern követelmények kielégítése tekintetében. Jelenlegi fizikatanításunknak több komoly hibája s néhány erénye van. Az új tantervet úgy kell elkészíteni, hogy hibáit, ha lehet egytől egyig kiküszöbölje, de meglevő erőnyeit megőrizze, sőt, fokozza. A megoldások csak hosszas, komoly előkészületek után szülehetnek, amelyekre a gondos körütekintés és felelősség jellemző. Sorrendben a tanterv modernizálása a legelső, amely általánosan kijelöli a fizikaoktatás tartalmi és felépítésbeli sajátosságait a nevelési és oktatási céloknak megfelelően.

Az alábbiakban egy már kialakult tantervmódosítási javaslattal (L. I. számunkat) kapcsolatban szeretnék néhány gondolatot közölni, s egyben konkrét megoldási javaslatot tenni. A tantervvel kapcsolatban két kérdéssel foglalkozom: a) a sorrend kérdése, b) az általános iskolára való építés.

a) A sorrend kérdése

Az eddigi előzetes megbeszélések többek között a jelenlegi sorrendben lényeges változtatást követelő szempontokat hoztak felszínre, amelyeket természetesen alaposan meg kell vizsgálni. A sorrend újszerű kialakítása mellett a következő megfontolandó érvek szólnak:

1) Az anyag annyira nagy, hogy 4 évre kell elosztani (I. o.-ban kezdeni).

2) A matematikával való koordináció megköveteli a kevesebb matematikát igénylő részek előrehozását.

3) A kevesebb absztrakciót igénylő anyagrészek szolgálnak bevezetésül, az elvontak kerüljenek a fizikatanítás végére. (Életkori sajátosságok figyelembevétele.)

4) Az általános iskolára való építésnek és így a fizikatanítás folytonosságának is megoldást kell nyernie.

5) Az egyszer már megtanult anyagot (definíciók, tételek, stb.) nem kell gimnáziumi fokon újra tanulni, legfeljebb tovább mélyíteni, alkalmazni. (Ezzel a sorrend logikai cseréje is megengedhetővé válik.)

Végül a javasolt sorrend két verziója: I. o. anyagszerkezet és hőtan, II. o. egyenáram, geometriai fénytan, III. o. mechanika, váltóáram, IV. o. elektromos rezgések és hullámok, fizikai fénytan, atomfizika és csillagászat. Másik változat: I. o. anyagszerkezet és hőtan, II. o. egész elektromosságtan, III. o. mechanika, IV. o. sugárzások tana és atomfizika.

Megvizsgálva tantervünk jelenlegi sorrendjét, valamint a javasolt változtatásokat, mégis azt kell megállapítani, hogy néhány kétségtelen és néhány látszólagos előny mellett éppen a jelenlegi fizikatanításunk talán egyetlen, de fontos érdemét semmisítené meg a javasolt sorrend bevezetése, s még a fenti követelmények egyik-másikát is veszélyeztetné.

Az az előny, amelyről beszélek, a klasszikus fizika fejezeteinek dialektikusan egymásra épülő sorrendje, logikája, hogy úgy mondjam, a fizikai fogalmak és tételek „természetes rendszere”, amely egyben biztosíthatja a megértés teljességét, mert láncszertűen kapcsolódó tények magyarázatának logikus fonálán épül. S ha még meg is lehetne valamiféle bűvészkedéssel oldani az alapok megkerülésével való hő és elektromosságtan tanítását, mindenképpen elveszne a tanításban a fizikai világkép egységességének, zárt egész voltának és mindenütt egyformán működő törvényeinek általános jellemvonása. A javasolt sorrend bevezetése bizonyos értelemben feltétlenül mozaik-szerű tanításhoz vezetne. Ezzel szemben a klasszikus

sorrend tartalmazza az anyag mozgásformáinak fejlődését a legegyszerűbb fizikai mozgásformától kezdve az összetett, bonyolult mozgásformákig (a pontmechanikától a hő, halmazállapot, anyagszerkezet, atomszerkezet, sugárzások mechanizmusát leíró mozgásokig) azzal a sajátos előnnyel, hogy az egyiken megtanult alapvető fogalmaknak a másakra való átvitele logikus általánosításként tehető meg.

A fogalmak tiszta megalkotása — akár a geometriában — a körülmények idealizálása — absztrahálás — megfogalmazás — visszavetítés (alkalmazás) fázisait követi. Ez a fizika fogalomrendszerére vonatkoztatva a pontmozgáson definiált (pálya, út, elmozdulás, sebesség, gyorsulás, erő, tömeg, impulzus, munka, energia stb.) fogalmakon indul meg és befejeződik a termodinamika és molekuláris kinetika összekapcsolásánál. A molekulák számának mennyiségi növelese újszerű, „makroszkópikus” és „statisztikus” törvényeket hoz létre, más szemléletet követel, de mindenkor megtalálható a kapcsolata a régivel. Erre jó példa Boyle-Mariotte törvényének molekulár-kinetikai levezetése bemutatandó példaképpen, de nem megtanítandó anyagként. Ez nem lenne kellően kiemelhető semmiféle „összefoglaló fejezetek” beiktatása alkalmával. (Ez később is lenne.)

A klasszikus sorrend megtartása mellett szól az a meglátás is, hogy a fizikai megismerés története éppen a mechanikával kezdődött, s teljesen kidolgozottá először a mechanika vált. Nyilván az élet tapasztalataival való legközvetlenebb és leggyakoribb kapcsolata miatt, a mozgások magukat legszerevetetőbb, legegyszerűbb erejű benyomásai miatt is alakult így. A hőtan, elektromosságtan, fizikai fénytan, anyagszerkezet és atomfizika csak a legutóbbi korok maximális absztrakciót igénylő, nagy lépései voltak. A gyerekek is előbb émeszti meg a tapasztalatai zömét alkotó mozgások, erők kézzelfogható törvényeit, majd később a hőjelenségeket, halmazállapotváltozásokat leíró összefüggéseket, s bármennyire is izgatja képzeletét az elektromosság varázsa (s amikor ott tartunk, látjuk, hogy sokszor nem az elektromosság-tané), lényegét csak a mechanikai és hőtani studiumok után foghatja fel igazán (ha csak nem elégszünk meg a félig dilettáns elképzelések színvonalával).

Nem lehet mesészerű fizikával felnevelni a jelen és jövő természettudományosan is művelődni nemzedékeit. A túlterhelés csökkentésének megoldása egészen más viszonylatban keresendő (egyszerűsítés, ellagyás, kiemelés, vezérfonal, stb.). Sok esetben tapasztaltam a matematika és fizika logikájának egymölcsöző szerepét az ún. „humán” tárgyakban, amire vonatkozóan konkrét adatok állnak rendelkezésemre. A természeti törvények belső logikája érvényesül a legmagasabbrendű mozgásformák területén is, amely logikának megértéséhez csakis a dialektikus módszerű, materialista szemlélet fokozatos kialakítása vezethet el. Ehhez pedig a fizika tantárgyán belül az összes lehetséges sorrendek közül egyetlen egy tartozik, — s aki a fizika épületét néhányszor felépítette már a fejekben, tudja, hogy ez a klasszikus sorrend, s ezt nem változtathatja meg olyan didaktikai szempont, ami könnyíti az érdeklődés felkeltését, izgalmas öserdővé változtatva a tájat, de amely céltalan csatangolássá változik, mert elveszít minden célhoz vezető fonalat.

A következőkben konkrét javaslatot teszek arra, hogyan lehetne a bevezetőben felsorolt kívánalmak megnyugtató megoldása mellett a sorrend kérdését is megoldani, sőt, a modern, materialista világkép kialakításának megfelelően erősebben kiemelni a fizika belső logikájának struktúráját.

Megjegyzések a tantervmódosítás felsorolt szempontjaihoz:

1) Az anyag nagysága. Jelentős mértékben csökkenthető a túlterhelés a következő utakon is: egyszerűsítés, elhagyás, kiemelés, vezérfonal, összefoglaló fejezetek beiktatása.

tatása, *distinkció* (a gyakorlati alkalmazások és példák, valamint az elméleti alap, váz között), *valamivel megnövelt összoraszám*.

2) *A matematikával való koordináció* lényegében csak egyet követel meg: a feladatok helyes megfogalmazását. Elsőben a matematika anyaga az egyenletek grafikusmegoldása. (Ez nem l'art pour l'art tanított anyag, alkalmazni kell a fizikában is, a másodfokú egyenletek megoldásánál.) Mellesleg másodikban egy kis — a logikai felépítést valóban nem érintő — sorrendváltotatással (a hasonlóság és a vegyes másodfokú egyenletek algebrai megoldásának felcserélésével, amelyet a számokból való gyökvonás akár meg is előzhet, de nem feltétlenül fontos a táblázat használatának ismeretében) megszüntethetjük a *matematika inkoordinációját* a gyakorlati szükséglettel (jelen esetben a fizikával). A trigonometria nélküli ferde hajítás a kezdősebesség vetületeinek külön való betűjelölésével eleinte még jobban tudatosítaná a koordináta-geometriai módszer (komponensekre való bontás) fizikai lényegét. A munka fogalma is értelmes marad „az erő mozgató komponensének” máshol is felhasznált fogalmával.

3) *A második osztályos anyaghoz szükséges absztrakció* semmivel sem magasabb fokú, mint pl. a termodinamika, gáztörvények, absz. hőmérsékleti skála, Bernoulli-törvény, Avogadro-tétel, Kirchhoff törvényei, váltóáramú ellenállás, wattnélküli áram, Neumann törvény, virtuális kép, stb. Egyet elismerek, a mechanikát lehet igen unalmasan tanítani, de nem szükséges. Legyen meg a tanárban is a *megfelelő lendület*! (Itt főleg a módszernek kell a kérdést megoldania. Igenis érdekes a mechanika, s ha a tanár is így látja, a tanuló is előbb-utóbb észreveszi szépségét.)

Noha a mechanika fogalmai véglegesen és teljesen csak az utolsó évre érnek meg — a gyakorlat, alkalmazás, általánosítások során — másodikban a tanulók már képesek megalapozni vele a fizikai ismereteiket. (Épp ezért kell minél előbb megtanulniok a fizika alapjait, hogy legyen idejük megérni! A mechanika tanítás fő gátja az idő-kérdés!)

A 4. és 5. pontokra a második részben válaszolok.

Javasolt megoldás (a fizika tanterv módosítására)

Fel kell használni a tanterv módosítási javaslatban megadott óraszámot, *heti 12 órát* elosztva a fizikatanítás teljes idejére. Javasolom: tartsuk meg a II., III., és IV. osztályokban a fizikát, amivel a következő előnyökhöz jutnánk:

1. megmaradhatna a helyes sorrend, e mellett
2. a matematika kielégítő koordinációja biztosítható,
3. a heti két órás tárgy átka végleg megszűnnék!

Az órák elosztását a következőképpen javaslom és indokolom is: 3, 4, 5.

Azzal kezdem, hogy az ilyenfajta elosztás *nem jelen-tené valamely más tárgynak az I. osztályba való áttolódását*; a következő elvből kiindulva:

Helyes tendenciája oktatásunknak, hogy igyekszik a tanulási folyamat nagy részét az iskolában töltött időre áttenni, ami azt jelenti, hogy a *gyakorlás egy részét* is lehetőleg közösen, az *iskolában végzik a tanulók*. Ennek következtében a házi munka kevesebb időt vesz igénybe (túlterheléscsökkentés!), emellett mégis jobb megértést biztosítunk. Ha ezt figyelembe vesszük, mindössze annyi következik, hogy hetenként 1 azaz egyetlen órával többet tölts az iskolában a II. és III. osztályos tanuló, aminek fejében a fenti előnyökhöz jut (amelyet már más oldalról is támogat a fejlődés). A II.-os anyag a heti 2 óra miatt volt „absztrakt” és nem az értelmi színvonal miatt. Ha gondoskodunk a többletidőnek valóban a begyakorlásra való fordításáról, mindenre jut elegendő idő és *még az érdeklődés foka is természetesen megnő!*

A következőkben vázlatos anyagelosztást közlök az időarányok feltüntetésével, egyelőre a jelenlegi tankönyvek alapul vételével.

Első osztályba nem lehet levinni fizikát anélkül, hogy az ott tanultakat ne kellene később átvenni, érettebb fokón.

II. o. *Heti 3 óra* (elegendő arra, hogy a pillanatnyilag meglevő anyagot valóban jól elsajátítsák, az iskolában begyakorolják és még a III. o.-ból bizonyos anyagrészeket átvegyenek (a III. és IV. o. tehermentesítése miatt is). *50%-os időtöbblet lép fel*. Ebből 30%-ot az eddigi anyag iskolában való elsajátítására, begyakorlására, 20%-ot pedig az új anyag III. o.-ból való áthozatalára fordítanánk.

Anyag: Mozgások, erő, tömeg, mozgásmennyiség, munka, energia, teljesítmény. Kiterjedt merev testek mozgása, erők, erőpárok, forgatónyomaték, egyensúly. (Kb. 150 lap)

III.-ból: Anyag szerkezete (atom felépítése nem!), halmazállapotok. Ütközések. Nyomás. Deformálható szilárd és cseppfolyós testek mechanikája. Archimedes t. Felületi fesz. (Elhagyással 34. l.) *Fő gondolat*: anyag mozgása, mozgás relativitása, erő, tömeg fogalma, energia és mozgásmennyiség megmaradása. *Össz. kb. 185 lap!*

III. o. *Heti 4 óra*. 33%-os abszolút időtöbblet, 20% az eddigi anyagból való elvétel miatt szabadul fel, az *összidőnyereség 53%!* Ebből 30% az iskolai begyakorlásra, 23% az elektromosság alapfogalmainak IV.-ből való átvételére fordítandó. (IV. o. tehermentesítése!)

Anyag: Boyle-Mariotte törv. Folyadékok áramlása. Hőtan. Periodikus mozgások (Mech. II. rész.) Hangtan. (Kb. 150 lap 10 lapnyi egyszerűsítés után.)

IV.-ből: Elektrosztatika. Egyenáram. Ohm, Kirchhoff törv. El. munka, teljesítmény. Mágnesség. (Áram mágneses terég, kb. 45–50 lap). *Fő gondolat*: megmaradási tételek, statisztikus törvények fogalma, az elektromosság atomos szerkezetének előkészítése. *Össz. 200 lap!*

IV. osztály. *Heti 5 óra*. 17% relatív időnyereség. Ez az idő alkalmas arra, hogy az elektromosságtan hátralevő részét, az atomfizikát és a csillagászatot az eddigi mértékben, de sokkal begyakorlottabban tanítsuk. Véleményem szerint *új anyagrészek beiktatását* csak akkor és oly mértékben engedhetjük meg, amilyen mértékben a pillanatnyilag meglevő anyag elavult részeit valóban elhagyjuk, s ha ugyanakkor rendet teremtünk a fejből megtanulandó képletek és az összefüggések logikájának felismerésével meglehetően követelmények tekintetében.

Anyag: Az elektromosság az áram mágneses terétől és atomfizika. Csillagászat elemeinek jól kiválogatott fejezetei. *Fő gondolat*: a mechanisztikus világkép elégtelenségének hangsúlyozása, töltés és erőter további kapcsolata (közelható erők), a természetben egyetemesen érvényes törvények rendszerének, az ezekből deduktív úton való következtetés és felépítés lehetőségének megmutatása. Történeti áttekintés a fizikai megismerés és term. tud. világkép kialakulásáról. Társadalmi, történeti vonatkozások. Az emberi alkotó tevékenység a haladás, megismerés és jólét fokozása szolgálatában. *Össz. kb. 280 lap!*

A fent vázolt változtatási javaslat a nyugodt és alapos munkát tenné lehetővé, megszüntetve a túlterhelések egy sorát és magában rejtene az anyag modernizálásának, levegősebbé tételének lehetőségét is a sorrend ellen elkövetett erőszak nélkül.

b) Az általános iskolára való építésről

Igazán lineáris oktatás csak akkor jönne létre, ha a tanulók valóban nem tanulnának újra semmit gimnáziumi fokon, csak a már megismert fogalmakkal kapcsolatos jelenségek körét bővítenék, ezen kívül csak teljesen új fogalmakat tanulnának. Ez pedig így nyilván nem lehetséges. Nem azért, mert a középiskolát valamiféle magasabbrendű iskolának tartanám fontosság szempontjából, amelyik lenézi az általános iskola munkáját és eredményeit nem becsüli, hanem a következő okok miatt.

Természetes, hogy az általános iskolára épüljön a gimnázium, de nem minden értelemben. Hogy „kézzelfoghatóan” beszéljék: Más a VII. ált. iskolás fokon megismert erő, energia, munka, forgatónyomaték, hőmennyiség, fajhő stb. fogalma, mint a gimnáziumban, az értelem,

appercipiáló készség magasabb fokán, a fogalmakhoz fűződő élmények nagyobb száma mellett újra, előlről bevezetett fogalom. Már csak azért is más, mert míg az ált. iskolában csak induktív úton vezethetünk be minden fogalmat, addig a gimnáziumban már fel kell használni a deduktív következtetések jellemeztes fizikai módszerét, még a fogalmak bevezetésében is! Ekkor pedig nem maradhatunk az ált. iskolában megtanult fogalmak pusztá felelevenítésével, hanem — a dolog természetéből kifolyólag újra be kell vezetni a legtöbb, igen kényes, nehéz fogalmat: pl. erő, tömeg, hőmennyiség, fajhő stb.

Az általános iskolai fogalomalkotás arra elsősorban jó, hogy ha valaki kijárta az iskola 8 fokozatát, s körülnéz a világban, nem vél csodákat látni, mindennek megtalálja a tudományos, de elsősorban csak igen leegyszerűsített magyarázatát, egyszerűbb számítási feladatokat, az élet és termelői technika produkálta kérdéseit magától megoldja s alapot szerezzen a részletesebb és mélyebb továbbtanulásra. Ha eljön azonban az idő és lehetőség a fogalmak pontosabb, általánosabb és mélyebb értelmű megfogalmazására, nem szabad azt a lehetőséget elszá-

lasztanunk, hogy új, magasabb összefüggéskomplexumba ágyazzuk be és építsük fel a tartalmában is sokkal többet mondó, többet jelentő fogalmainkat.

Tehát nem az általános iskola fejlődésben levő rendszerét, színvonalát okolom azért, hogy „pillanatnyilag még nem építhetünk teljes mértékben” rá a fogalmak egyszeri megtanítása tekintetében, hanem — akármilyen iskola is legyen az, — a 12–13 évesek iskoláját nem ruházom fel olyan készségek kialakításának képességével, amelyeknek csak egy 16–17 éves fej és élményanyag együttes jelenléte adja meg a feltételt!

A fogalmak általunk megértett tartalmára is áll, hogy rajta az életkorral szerzett tapasztalatok mennyiségi növekedése minőségi változást okoz, amit nem előzhetünk meg a mennyiségi alap megkerülésével. Ebben a magasabb minőségi állapotban t. képpen újra tudatosítanunk, tanítanunk kell a fogalmakat.

Holics László

ELTE gyak. ált. isk. és gimn.
Budapest

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

Az aerológia magyarországi fejlődése és a „Marcell György” Aerológiai Observatórium

Budapest délkeleti szélén, a sík alföldi tájból alig 30 méternyire kiemelkedő dombon épült fel ezelőtt hét évvel Magyarország első aerológiai observatóriuma. Az Observatórium jelentőségét akkor tudjuk helyesen értékelni, ha rövid áttekintést adunk az aerológia fejlődéséről és ennek keretében a Magyarországon végzett magaslégtörési mérésekről.

A magasabb légrétegek kutatása kerek 40 évvel az Observatóriumalapítása előtt már megkezdődött Magyarországon. 1913. január 3-án bocsátotta fel Marcell György, a Meteorológiai Intézet akkori adjunktusa, később igazgatója az első műszeres léggömböt a budai Rózsadomb Vérhalom-dűlőjéről. A léggömb gumiból készült, átmérője felfújt állapotban kb. 2 m volt. A léggömb alatt egy ejtőernyő volt elhelyezve, ez alatt pedig 6 m hosszú zsinórán függött a vesszőfonatú műszerkosár, benne a magaslégtörési kutatására szerkesztett műszerrel, az ún. meteorográf-fal. A műszerben három mérőelem volt: a légnyomásra érzékeny légritkított fémszelence, a hőmérséklet hatására alakját változtató fémhőmérő és a hajszálas nedvességmérő. Mindhárom mérőelem nagyon kicsiny mozgást végez a légnyomás, hőmérséklet, illetőleg a nedvesség megváltozásakor. A mérőelemek elmozdulását áttételek útján vizsik át három frókarra, amelyek óraművel forgatott, kormozott hengerre jegyzik fel a légnyomás, a hőmérséklet és a nedvesség változásait. Ilyen műszerekkel ismerték meg a múlt század végén és a XX. század első harmadában a légkör alsó, mintegy 20–25 km magas rétegét. A kis műszeres léggömbök felbocsátását számos légiút előzte meg, amelyekben maguk a kutatók helyezkedtek el műszereikkel a léggömb kosarában, de az utasok érthető okokból 7–8 km-nél magasabbra nem merészkedtek. A XVIII. és a XIX. században a Montgolfier-testvérek ismeretes felszállása után Charles, Glaisher, Coxwell, Mengyelejev, Assmann és Berson voltak ennek a tudományos léghajózásnak legismertebb hősei. Eredményeiket abban a tapasztalatban foglalhatjuk össze, hogy a levegő hőmérséklete felfelé haladva általában csökken, mégpedig kilométerenként 5–7 fokkal.

A kis meteorográfokat papírléggömbökre, később gumiléggömbökre kötötték. Ezekkel jóval nagyobb magasságokat értek el, másrésről pedig a kisebb költség miatt kis államok is vállalkozhattak felbocsátásukra.

Papírléggömbökre kötött kis műszerekkel találta meg a századforduló éveiben a francia Teisserenc de Bort azt a légréteget, amelyben a hőmérséklet felfelé irányuló erős csökkenése megszűnik s innen kezdve a hőmérséklet alig változik vagy éppen emelkedik a magassággal. Ezt a réteget kezdetben felső inverzióknak, vagy meleg rétegnek, később sztratoszférának nevezték, az alatta levő réteg pedig a troposzféra nevet kapta (l. 9. ábra).

A felső légrétegek rendszeres kutatását a Nemzetközi Meteorológiai Szervezet 1894-ben tartott ülésén nagyon hasznosnak ítélte s két évvel később ennek szervezésére létrehozta az Aeronautikai Bizottságot. Ez a szervezet különböző nevek alatt egészen a második világháborúig irányította a magaslégtörési kutatását. Ebben az időszakban évente 30–40 ún. nemzetközi napon ugyanabban az időben emelkedtek fel a műszeres léggömbök minden aerológiai observatóriumban.

Az Aeronautikai Bizottság jegyzőkönyveiből számunkra két érdekes megállapítást idézünk.

1. Monacói ülés 1909.: „A Bizottság megállapítja, hogy a Magyar Alföldön a szabályszerű aerológiai megfigyeléseknek nagy tudományos és gyakorlati jelentősége lenne. Ezért azt a kívánságát fejezi ki, hogy ezen a területen állandó aerológiai observatórium épüljön”.

2. Bécsi ülés 1912. „A Bizottság megismétli azt a kívánságát, hogy Magyarországon aerológiai observatórium épüljön és kéri, hogy ennek keresztülvételét a lehetőséghez képest gyorsítsák meg.”

Ez a két határozat arra mutat, hogy az aerológiai observatóriumokból elegendő sűrűségű hálózatot akartak létrehozni az időjárási jelenségek térbeli vizsgálatára.

Jóllehet a javasolt observatórium csak 40 év múlva épült fel, Magyarország 1913-ban csatlakozott az aerológiai mérésekhez és a két világháború okozta megszakításokkal egészen 1949-ig részt vett a nemzetközi napok munkájában. 1949-ben a nemzetközi napok szervezete az aerológia fejlődése során fölöslegessé vált s ezzel a magaslégtörési kutatásának első fejezete lezárult.

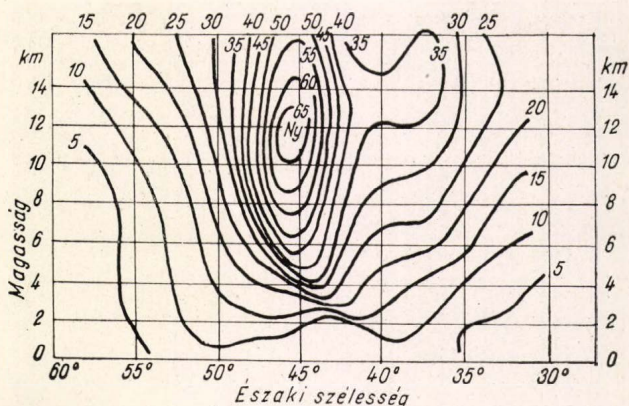
A nemzetközi napok egyidejű mérései lehetővé tették, hogy a meteorológusok függőleges kiterjedésükben is megvizsgálhatták az időjárási folyamatokat. Pontosabban tanulmányozhatták a légtömegek helyi átalakulását és függőleges méretekben is megfigyelhették, hogy a sarkvidékek hómezői fölött, az óceánokon, a

különböző szárazföldi tájak fölött, a szubtrópusokon hogyan alakul át hő- és nedvességtartalmában az ott megállapodott légtömeg. Megismerték a különböző légtömegeket elválasztó határretegek kiterjedését, fizikai sajátosságait és lehetővé vált az időjárási frontok finomabb vizsgálata.

Erre az időszakra esik a légtömegek fizikájának gyors fejlődése, a légtömegek energiakészletének, hő-tartalmának, potenciális energiájának, latens hőjének pontos számbavétele és ezek átalakulásának nyomon követése az időjárási jelenségek (felhőképződés, csapadék-kihullás stb.) folyamán. Különösen gyors fejlődésnek indult ebben az időszakban a légköri sztatika, termodinamika és az energetika. Amikor az állomások száma kellőképpen megnőtt, az egyidejű adatokból megszerkesztették a magasabb légrétegek időjárási térképeit. Ezek a légnyomás területi ábrázolásával tekintetért nyújtottak a magasabb légrétegek szélviszonyaiba s meg-alapozták a légköri kinematika és hidrodinamika fejlődését. Különösen gyümölcsöző volt az áramlások konvergense és divergens jellegének tanulmányozása, amely főként a 30-as évek repülőgéppel végzett műszeres fel-szállásaival indult meg. A konvergense és divergens áramlások okozta légnyomásváltozások igen élesen jelentek-ztek az időjárási folyamatok okozati összefüggéseinek vizsgálatában s a hidrodinamika alapegyenleteiből ki-induló numerikus előrejelzéseknek ma is legfontosabb tényezői. A magyar aerológiai kutatás ezekhez az eredmé-nyekhez léggömbökkel és repülőgépekkel végzett mérési adataival, összefoglaló feldolgozásaival és elméleti kutatómunkával járult hozzá. A mérések szervezésében és irányításában *Marcell György* mellett kiemelkedő szerepe volt *Hille Alfrédnek* és *Tóth Gézának*. *Steiner Lajos* elméleti kutatásai a termodinamika és a légköri energetika területén nemzetközi viszonylatban is alap-vető eredményeket hoztak.

A felszállásokat csekély anyagi támogatással, meg-lehetősen mostoha körülmények között hajtották végre. A legnagyobb nehézséget az okozta, hogy a méréseknek 40 éven át nem volt állandó otthona, váltokozva hét különböző helyről, fészerekből, deszkabódékból és rak-tárakból bocsátották fel a műszereket. Mindamelllett — legalábbis az eredményeket tekintve — a hazai aerológiai kutatásnak erre az időszakra elismeréssel tekinthetünk vissza.

A második világháborút megelőző években a repülő-gépek egyre növekvő utazó magassága fokozottabb igényeket támasztott az aerológiai mérésekkel szemben. Az írószerkezettel ellátott meteorográfok a magasság szempontjából kielégítették volna ezeket az igényeket, de gyakran hetekig kellett várni, amíg a megtalálók a műszereket visszaküldték a felbocsátó állomásnak. A rep-ülőgépes felszállások azonnal felhasználható adatokat szolgáltatottak, de a mérések csúcsmagassága alig haladta meg az 5000 m-t. A repülőgépek eligazítására nagy terület (világűr) fölött áttekintést kellett kapni a magasabb légrétegek egyidejű időjárási állapotáról, sőt ennek átalakulásait, várható fejleményeit is számításba kellett venni. Nyilvánvaló, hogy ezt a fejlődésnek induló új tudományágat: a *szinoptikus aerológiát* nem elégítették ki a repülőgéppel végzett mérések. Igaz, hogy a legfonto-sabb időjárási folyamatok (felhő- és csapadékképződés, frontális jelenségek stb.) az átkutatott 5 km-es lég-retegben játszódnak le, de nem kétséges, hogy ezeket nem érthetjük meg a felsőbb légrétegek vizsgálata nél-kül. Új feladatot jelentett ennek a fiatal tudomány-ágnak a repülést különösen befolyásoló áramlási viszonyok kutatása. A második világháború végén a katonai repülőgépek már a sztratoszféra alján repültek s meg-találták a később *futóáramlásnak* (jet stream) nevezett, sajátos szélvihart. Ez az erős szél lapos áramcső formájában jelentkezik 8–12 km magasságban, rend-serint a sarki és a mérsékeltövi levegő határán, az ún. polárfront mentén, de megtalálták a szubtrópusokon húzóódó frontzóna fölött is. Ennek az áramcsőnek a hossza több ezer kilométer lehet, szélessége többszáz km, magassága ellenben csak néhány km-t tesz ki. A cső tengelye mentén nagyon erős, 150 km/óra-nál nagyobb



1. ábra. Futóáramlás 1946. decemberében a Michigan-tó fölött. A görbék a nyugati szélkomponens nagyságát mutatják m/sec egységekben a 80°W meridiánon átfektetett függőleges síkban. A görbesereg Ny jelzésű mag-jában 65 m/sec-nál nagyobb a szél nyugati komponen-sének értéke. Innen (a futóáramlás tengelyétől) kifelé haladva a szél sebessége csökken.

sebességű szél fúj. A belejutó repülőgépet különösen próbára teszi a szélnyíródás, az az erős sebességváltozás, amelyet a futóáramlás függőleges kiterjedésében tapasztaltak. A futóáramlásban fellépő erős turbulencia kritikus lehet a repülőgépek számára (1. ábra).

Az a néhány áramlási térkép, amelyet a nagyobb magasságok légnyomási térképeivel egybevetettek, azt mutatta, hogy a szél nem mindig tesz eleget az ismert ún. bárikus szél törvényeknek, amelyek a légnyomás-el-oszlásból pontosan megadják minden pontban az ún. gradiensszél sebességét és irányát. Miután a szél első-rendű tényezővé vált, nagyobb erőfeszítéseket kellett tenni a valódi légáramlásnak nagyobb magasságokban való mérésére, amit azelőtt a kellő sűrűségű légnyomás-adatból számított gradiensszéllel pótolhatónak gondol-tak. A távcsövekkel követett kis szelmérő léggömbök azonban csak a felhőszintig nyújtottak adatokat.

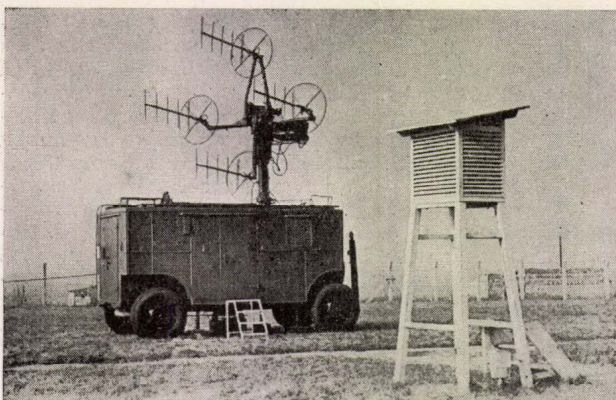
Az igények nemcsak a függőlegesen, hanem a víz-szintesben is fokozódtak. A nagyméretű időjárási folya-matok egész világrészre kiterjednek, például nem tar-tozik a ritkaságok közé az európai méretű mérsékeltövi ciklon sem. Ezek mozgásának, változásainak áttekintésé-hez legalább hemiszférius ábrázolásra van szükség. Így vonta be a szinoptikus meteorológia munkaprogramjába az ún. félgömbi térképeket, amelyek a Föld egy-egy félgömbje fölött a sarkvidéktől az egyenlítőig ábrázol-ják a levegő pillanatnyi állapotát. Természetesen ezeket nemcsak a talajra, hanem a magasabb légrétegekre is el kellett készíteni, mégpedig a gyakorlat számára alig néhány órával az egyidejű észlelések után. Ezek a követelmények nagy lendületet adtak a meteorológia szorosabb értelemben vett geofizikai fejlődésének, mivel megkövetelték a légköri jelenségeknek az egész Földre kiterjedő vizsgálatát.

A feladatot a rádiótechnika nagyarányú felhasználá-sával oldották meg. A mérések céljára a 30-as évek elején elkészült a szovjet *Molcsanov*, majd a német *Duckert* rádiószondája, amelyet számos új típus követett. Jelenleg mintegy 15 fajta rádiószondát használnak a Föld különböző országaiban, de ennél jóval több, kb. 60 féle rádiószonda ismeretes. Ezeknek a műszereknek az a feladata, hogy léggömbökre kötve minél nagyobb magasságig lemérjék a levegő nyomását, hőmérsékletét és nedvességtartalmát s a mért adatokat még repülés közben rádióadójuk útján közvetítsék a talajállomás-hoz (2. ábra).

Ennek megfelelően a rádiószonda a mérőelemekből, a rövidhullámú adóból és a közvetítő berendezésből áll. Az utóbbi a mérőelemek időjárásokozta megváltozásait az adó felé továbbítja. A mérőelemek a legtöbb rádió-szondánál mechanikusan működnek: alakjukat változ-



2. ábra. A magyar gyártmányú frekvencia-szonda felbocsátása. A léggömb alatt papír ejtőernyő.



3. ábra. Malachit típusú rádióteodolit a pestlőrinci Aerológiai Observatórium műszerkertjében



4. ábra. Az Aerológiai Observatórium rádiószondázó és központi épülete.

tatják a légnyomás, a hőmérséklet és a nedvesség hatására. A mérőelemek elmozdulása a rezgőkör kapacitásának vagy önindukciójának változtatása révén ismert módon változtatja az adó hullámhosszát (*frekvencia-szondák*), vagy változó s az időjárási elemektől függő időközökben megszakítja az adó kisugárzását (*időjel-szondák*), vagy pedig meghatározott jelkulcsban morsetűk formájában közli a mért nyomás-, hőmérséklet- és nedvességértékeket (*jeladó szondák*). Vannak olyan rádiószondatípusok is, amelyekben két időjárási elemek: a hőmérsékletnek és a nedvességnek mechanikus mérőelemeit elhagyták s helyettük olyan mérőelemeket vezettek be, amelyek kapacitásukat vagy ellenállásukat változtatják a hőmérséklet, illetőleg a nedvesség hatására (*elektronikus szondák*).



5. ábra. A szélmérő léggömb követése pilotteodolittal

A magassági szél mérését a felhőkben és a felhők fölött a rádiószondák adójának iránymérő antenna-rendszerrel való követésével oldották meg (*rádióteodolítok*). Az ily módon nyert két irányszög a rádiószonda adataiból kiszámított magassággal meghatározza a léggömb mindenkor helyzetét (3. ábra). A radarmódszer alkalmazásával a szélméréseket függetleníthetik a rádiószondáktól. Ehelyett könnyű fémhálóból készült reflektáló testet erősítenek a léggömbhöz. Végül a nyert adatok gyors továbbítására rendelkezésre állt a két világháború között mintaszerűen megszervezett meteorológiai telekommunikációs hálózat, amely pontos menetrend szerint kezdetben rádióadók útján, ma távgépíró vonalakon néhány óra alatt minden központba eljuttatja az északi félgömbön naponta négyszer végzett észlelések anyagát.

Magyarországon a rendszeres rádiószondás méréseket 1949-ben kezdtük meg. Eleinte kétnaponként, 1950-től már naponként, 1953-tól naponta kétszer, 1959-től kezdve naponta 4-szer bocsátottuk fel a rádiószondákat. Ez a gyors fejlődés indokoltá tette a 40 éve időszerű obszervatórium felépítését és ezzel végre ott-hont kaptak Magyarországon az aerológiai mérések.

Az Aerológiai Observatórium két nagyobb és három kisebb épületét az *Országos Meteorológiai Intézet* 1950–54 között építette fel Budapest XVIII. kerületében Pestlőrincen (4. ábra). Fejlesztése és alábbi ismertetendő megszervezése dr. Dési Frigyes egyetemi tanárnak, az Intézet igazgatójának nevéhez fűződik.

1952-től kezdve a rádiószondákat az obszervatóriumból bocsátottuk fel, 1954-ben megkezdttük a rendszeres éghajlati megfigyeléseket, a napsugárzás rendszeres mé-

rését, ugyanekkor megkezdődtek az ionoszféramérések, 1959-ben pedig ideköltözött az éghajlatkutató osztály is. Jelenleg az Observatóriumban dolgozók száma 56, közülük 38 egyetemet végzett meteorológus.

Az Observatórium legrégebbi osztálya a *Rádiószondázó Osztály*. Feladata a napi 4 rádiószonda felbocsátása, naponta 6 léggömbös magassági szélmérésnek, továbbá az éghajlati észleléseknek elvégzése (5. ábra). A mérések adatait az osztály közvetlenül azok befejezése után távgépíron továbbítja a Meteorológiai Intézet hírszolgálati központjához, ez pedig továbbadja a nemzetközi hírközpontok felé.

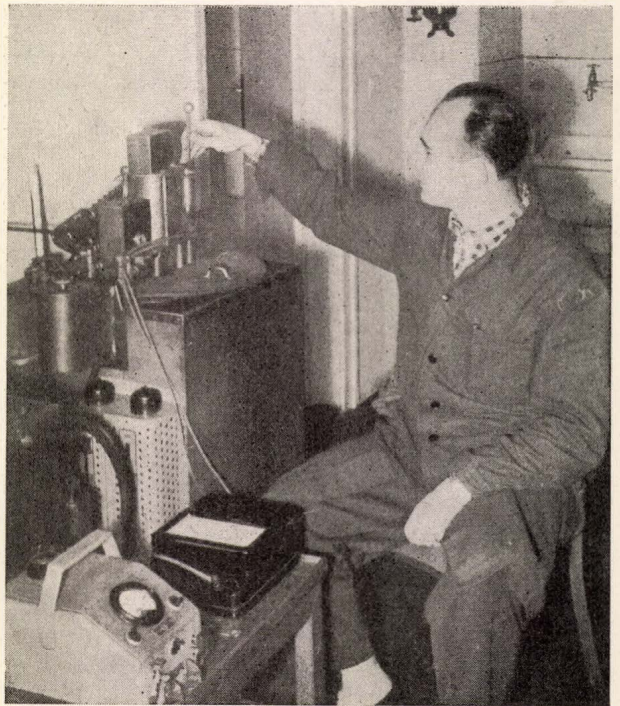
Az *Aerológiai Laboratórium* (6. ábra) mindenegyes rádiószondát felbocsátása előtt a felszállás körülményeinek megfelelő nyomás-, hőmérséklet- és nedvességváltozások mellett, tehát 1100 mb és 30 mb között, 40 °C és -70 °C között, illetőleg 100% és 20% relatív nedvesség között hitelesít. Gondoskodik a rádióteodolit műszaki és méréstechnikai üzemeltetéséről és számos más műszer-hitelesítési feladatot végez.

Az *Aerológiai Osztály* feladata egyes kutatási témák kidolgozása. Ezek elsősorban olyan magaslégtéri jelenségekre irányulnak, amelyek Magyarország időjárásában a földrajzi helyzet, a természeti adottságok következtében sajátosan jelentkeznek. Ilyen kutatási feladatok: a legnagyobb csapadékot adó zivatarok kialakulásának termodinamikai vizsgálata, a sztratoszféra határán jelentkező gyors változásoknak, a futóáramlás megjelenésének időjárási vonatkozásai, a közép-európai rádiószonda-típusok összehasonlítása, a csapadék elemeinek (cseppnagyság, kristályformák) vizsgálata a felhőben és az esési térben lejátszódott fizikai folyamatok követése céljából.

A *Sugárzási Osztály* felállításával kezdődött voltképpen Magyarországon a rendszeres és műszertanilag jól megalapozott napsugármérés. Az Observatóriumban regisztráló műszerek jegyzik a Nap irányából érkező direktsugárzást, a napkorong leárnyékolásával mérhető diffúz égboltsugárzást és a vízszintes síkra érkező összes, ún. globálsugárzást. Rendszeresen végzett mérésekkel meghatározzák a napszínkép egyes tartományai (4 színek tartományban) a közvetlen sugárzás erősségét, a talajról reflektált sugárzást. Hasonló regisztrálásokat végeznek Magyarország 13 állomásán és részletes színekpi méréseket az Observatóriumon kívül Kékestetőn és Siófokon. Az utóbbi három mérőszorozat alapján összehasonlítjuk a nagyváros, a legmagasabb magyarországi hegyvidék és a Balaton déli partvidékének sugárzási viszonyait.

A *Légelektromos Osztály* legfontosabb programja a csapadék és a légköri szennyeződés radioaktivitásának mérése (7. ábra), továbbá az ionoszféraretegek jellemző adatainak (magasság, határfrekvencia) óránkénti regisztrálása (8. ábra). Ezeknek az adatoknak mind geofizikai, mind hullámtérjedési, tehát rádióhírközlési szempontból nagy jelentőségük van. További ismertetésüktől eltekinthetünk, mivel folyóiratunk 1958 évi 7. számában ezzel a kérdéssel Flórián Endre részletesen foglalkozott.

Az *Éghajlati Osztály* programja három részre tagolódik. A klimatográfiai csoport feladata Magyarország klimatográfiájának a nemzetközi megegyezések szerint történő elkészítése. Ennek eredményeképpen 1960-ban megjelenik Magyarország klímaatlása, amely az 1901–1950. időszak éghajlati adatai alapján áttekintést ad a legfontosabb éghajlati elemek országos eloszlásáról, és ezek mezőgazdasági, növénytani kapcsolatairól. Az osztály dinamikus klimatológiai csoportja a jellegzetes időjárási helyzetek (légnomási képződmények elhelyezkedése, uralkodó légáramlások stb.) alapján vizsgálja Magyarország éghajlati sajátosságait. Végül a terepklimatológiai csoport a legalsó légrétegek sugárzás-, hő- és vízháztartási tényezőinek mérésével egyes tájegységek (jelenleg a Balatonvidék tájegységeinek) éghajlati kérdéseit elsősorban települési, üdülési szempontból vizsgálja. Az Observatóriumban dolgozik az Időjárási Osztály egyik csoportja, amely az időjárás hidrodinamikai alapokon történő számszerű előrejelzésének kérdésével foglalkozik.



6. ábra. Rádiószondák hitelesítése.

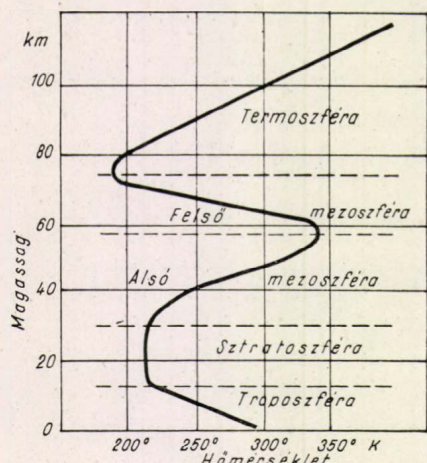


7. ábra. Az eső és a légköri szennyeződés radioaktivitásának mérése.



8. ábra. Automatikusan mérő, magyar gyártmányú ionoszféra berendezések az Aerológiai Observatóriumban.

Az Observatórium nagyjából ezen a szervezési és fejlettségi fokon érkezett el az 1957. évben megkezdődött *Nemzetközi Geofizikai Évhez*. Önként adódott, hogy a meteorológiai program hazai szervezése az Observatórium feladata lett és ez feladata maradt a NGÉ folytatásaként egyre szélesedő nemzetközi geofizikai együttműködés keretében is. Ilyenformán az Observatórium hazai vonatkozású feladatai mellett általános programját azok az alapvető meteorológiai problémák szabják meg, amelyek a nemzetközi geofizikai együttműködés előterében vannak.



9. ábra. A hőmérséklet átlagos változása a magassággal és a légkör felosztása a hőmérséklet alapján.

A felső légrétegekről nyert ismereteink a rádiószondák, az ionoszféramérések, a rakétákkal nyert mérési adatok, a sarkifénykutatások és számos más geofizikai mérés révén az utóbbi évtizedekben rohamosan gyarapodtak. A NGÉ meteorológiai programjának az volt a célja, hogy ezeket a sporadikus méréseket kiterjessze az egész Földre és az eredményeket fizikai egységbe foglalja. Ennek érdekében mindenekelőtt a légköri jelenségek energiaforrásának, a napsugárzásnak légköri átalakulását kellett nyomon követni abból a célból, hogy a légköri folyamatok tulajdonképpen hordozóját: az általános földi keringést részleteiben is megismerjük.

A talajon végzett napsugárzásmérések kimutatták, hogy a légkör külső határán a napsugárzás erőssége kerekén $2 \text{ kcal/cm}^2\text{min}$ s a tenger szintjére ennek kb. a fele érkezik meg. Legnagyobb a napsugárzás energia-vesztése az ultrahelya tartományban, amelyre a tengerszintre érkező energiának alig 1%-a esik. Itt a napsugárzás legrövidebb hullámhossza $290 \text{ m}\mu$ körül van, míg 55 km-ben 280, 64 km-ben pedig $240 \text{ m}\mu$ a legrövidebb hullámhossz. *Nicolet* mérésekre alapított számításai szerint a légkör külső határára $1 \text{ m}\mu$ -nál rövidebb hullámhosszakon $5 \cdot 10^6$, $10 \text{ m}\mu$ -nál rövidebb hullámhosszakon 10^{11} és $100 \text{ m}\mu$ -nál rövidebb hullámhosszakon 10^{14} foton/ m^2sec érkezik. Ezek az ibolyántúli sugarak nem érkezik el a tenger szintjére. Egy részük elhasználódik a levegő gázmolekuláinak atomokká való disszociálásában (fotodisszociáció), másik részük pedig az atomok ionizálásában (fotoionizáció) emészthető fel. Az előbbire jellemző, hogy 100 km magasságban 1 cm^3 levegőben nagyjából 10^{12} oxigénatom és ugyanennyi oxigénmolekula található, 120 km magasságban pedig 10^{12} oxigénatomra már csak 10^9 oxigénmolekula jut. A disszociáció nappali folyamatát természetesen éjszakai rekombináció követi. A disszociáció folyamata különösen jelentős hatással a 30–50 km közötti légrétegben. Itt a disszociáció útján keletkezett oxigénatomok a nem disszociált oxigénmolekulákkal háromatomos ózonmolekulákká kapcsolódnak össze. Az így keletkezett ózon mintegy 20–30 km vastag légrétegben oszlik el olyan átlagos mennyiségben, amely a tengerszintjén kb.

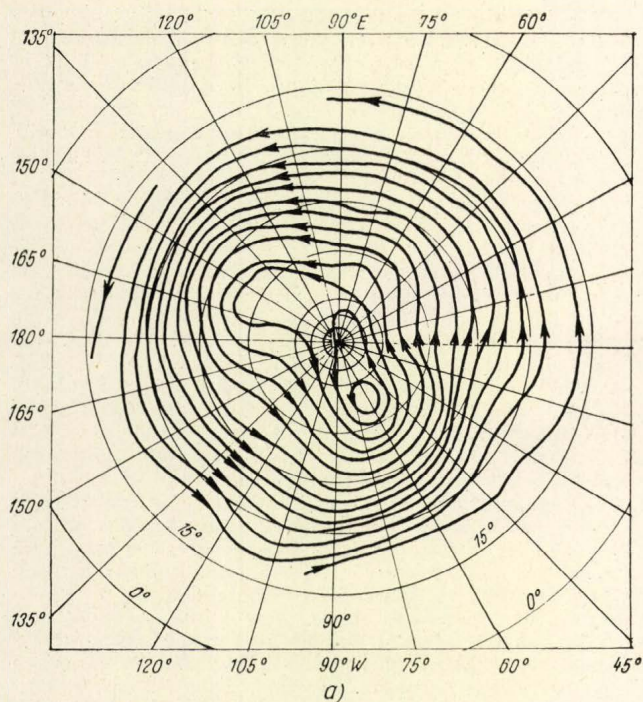
3 mm vastag ózonréteget alkotna a Föld körül. Az ózon sugárzáselnyelő hatásával magyarázható, hogy a nagyjából állandó hőmérsékletű sztratoszféra fölött, mintegy 30 km-től kezdve felfelé emelkedő hőmérsékletű réteget találunk (9. ábra). Ebben az ún. *mezoszférában* 50–60 km tájékán van a legmelegebb. Itt a decemberi közép-hőmérséklet megközelíti a -80°C -ot, az augusztusi ellenben $+20^\circ$ körül van. Ezen nagy évi ingadozás mellett rövid időn belül is nagy hőmérsékletváltozások figyelhetők meg. Néhány óra alatt 60°C -os hőmérsékletváltozás is bekövetkezhet. Az ózonréteg változásait az egész Földre kiterjedő, de viszonylag ritka hálózatban ún. ózonspektrográfokkal mérik. Magyarországon ilyen mérések nincsenek, ezt a jövő feladatai közé sorolhatjuk.

A fotoionizációt az ibolyántúli napsugárzás 60–200 $\text{m}\mu$ sávba eső fotonjai végzik. Az egyes légköri gázok ionizálásához különböző energiájú fotonok szükségesek. Minthogy a légkört alkotó gázok aránya a felső légrétegekben a magassággal változik és a napsugárzás szinképi összetétele sem ugyanaz, érthető, hogy az ionkoncentráció nem egyenletesen változik a légkörben, hanem ionokban sűrűbb és ritkább rétegek váltogatják egymást. Az így megkülönböztethető *ionoszférarétegek* között legfontosabban a C, a D, az E, és az F rétegek, amelyeknek átlagos magassága 32, 80, 120 ill. 200–400 km. Az ionizációt kísérő felmelegedéssel magyarázható a mezoszféra nagyon hideg felső határa (80 km) fölött az ún. *termoszféra* felfelé erősen emelkedő hőmérséklete (9. ábra). Magyarországon hazai ionoszféra készülékkel 1954 óta óránként mérjük az E és az F rétegek jellemző értékeit. A jövőben az alacsonyabb rétegekre, különösen az itt észlelhető szélre kell a méréseknek kiterjedniük.

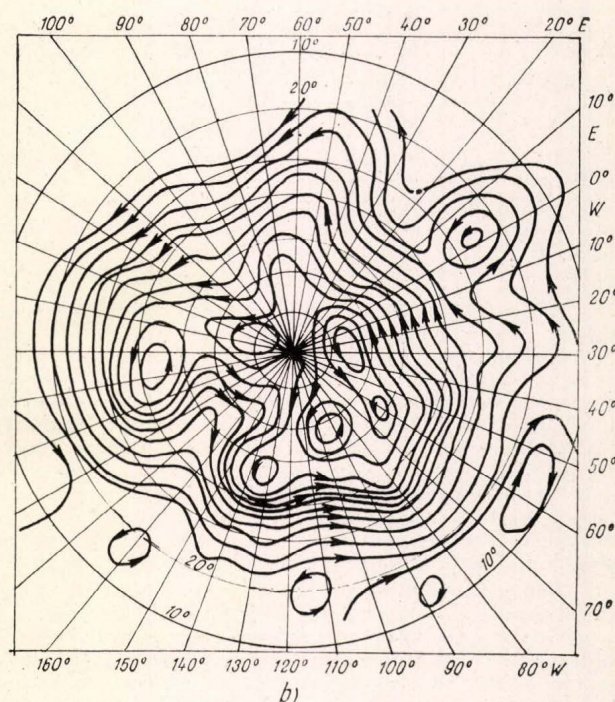
A talajra érkező napsugárzás a Föld sugárzási háztartásának csak egyik része. A felmelegedett talaj és a fölötté elhelyezkedő levegő hosszúhullámú sugárzást bocsát ki, amelynek egy része kijut a légkörből és a Föld számára elvész. Valamennyi sugárzási komponens mérésére szükség van ahhoz, hogy az időjárás primer energiaforrását számszerűen figyelembe vehessük. Az ibolyántúli és a látható szinképtartományból már elegendő adatot kapunk a magyar mérőállomásokról. A jövőben a hosszúhullámú komponensek mérését kell megkezdenuünk.

Tekintsük át végül röviden a nemzetközi geofizikai együttműködés legfontosabb meteorológiai problémakörét: az *általános földi keringés* alapvető kérdéseit. Az ezzel kapcsolatos kinematikai és hidrodinamikai feladat, amelynek tudományos alapon történő megoldását *W. Ferrel* éppen 100 évvel ezelőtt kísérlete meg, voltaképpen abból áll, hogy a földi szélrendszerek megfigyelt jelenségeit három geofizikai tényezőből: a Föld hőháztartásából, a Föld forgásából és a mozgó levegő sűrűlődségéből levezethetők olyan állandó jellegű szelek, amelyek a hosszú megfigyelési sorok középértékeiben is megjelennek. Ezen ún. *permanens keringési* rendszerekről az elmúlt 100 év alatt számos elgondolás látott napvilágot, jóllehet ekkor még a magassági széladatokat — mérések híján — nem vehették figyelembe. A két világháború között, különösen a második világháborút követően gyorsan növekedett az aerológiai állomások száma s adataikból meg lehetett szerkeszteni a szél és a légnyomás eloszlását az északi félgömbön egészen a sztratoszféráig. Az így nyert áramlási kép némileg eltér azoktól az elméleti modellektől, amelyeket régebben a talajon végzett szélérések alapján szerkesztettek meg. Az utóbbiak általában megegyeztek abban, hogy a folytonossági elvből kiindulva a földi légkörzést többé-kevésbé zárt keringési cellákból rakták össze. Ilyenek pl. az ismert *passzát- és monszunkeringés*. Ezek feltelezését a talajon mért szelek teljesen indokolják, de a magasban elképzelt ellenáramlást, pl. az *antipasszát* létezését a mérések kielégítő módon még nem erősítették meg.

Az eddigi vizsgálatok azt mutatják, hogy az általános keringési jelenségeinek kutatásánál a permanens áramrendszerek mellett nem szabad elhanyagolnunk azokat a rendezetlennek látszó, *turbulens* légmozgáso-



a) A permanens nyugati köráram áramvonalai 5000 m magasságban (január havi közepes áramlás)



b) A meanderekké torzult turbulens nyugati köráram 5000 m magasságban 1947. február 17-én 03 órakor (GMT.)

10. ábra. Áramrendszerek az északi félgömbön.

kat sem, amelyek a hosszú megfigyelési sorok középértékeiben nem jelentkeznek, de olyan intenzitással rakódnak rá a permanens áramlásra, hogy azt egyes esetekben felismerhetetlenné teszik.

Az említett három geofizikai tényező közül a földfelszín különböző felmelegedése (egyenlítőtől a sarkvidékig) délkörmenti légáramlást indít, a mozgó levegő azonban a földforgás következtében a szélességi körök irányába fordul. Végül is a permanens áramlásnak szélességi körmenti ún. *zónális komponense* több áramgyűrű, köráram kialakulásához vezet, amelyek az egyenlítőtől nagyjából párhuzamosan körülfutják a Földet. A trópusi zónában kb. a 30. északi és déli szélességi körök között keleti irányú ez a zónális szélkomponens, a mérsékelt övekben nyugati áramgyűrű formájában jelentkezik, a sarki övezetben pedig egy-egy keleti köráram figyelhető meg. A mérsékelt övek nyugati szele a magasban a sarkvidék és a trópusok felé is kiterjeszkedik. Legnagyobb értékét (középtértékben 40 m/sec) kb. 10 km magasságban a 30. szélességi fok táján éri el (szubtrópusi, permanens jellegű futóáramlás) ott, ahol a talajon már keleti a szél zónális komponense.

A harmadik geofizikai tényező: a Föld felszíne és a légkör között fellépő súrlódás több problémát vet fel, amelyek a turbulens szelek figyelembevétele nélkül, úgy látszik, nem oldhatók meg. Ha feltételezzük, hogy a légkörrel együttforgó Föld forgássebessége állandó, akkor az említett súrlódási erők összességükben kiegyenlítik egymást. Nyilván a nyugati szelek két áramgyűrűje (a mérsékelt övekben) a Föld forgását gyorsítani, a keleti szelek súrlódása pedig (elsősorban a trópusi övben) lassítani törekszik. A nyugati köráramok tehát a talaj közelében állandóan impulzusmomentumot adnak át a lassabban forgó Földnek, innen pedig ugyancsak a talaj közelében impulzusnyomaték vándorol át a nyugat-keleti irányban még lassabban forgó keleti áramgyűrűbe. Miután a köráramok permanensek, sebességük hosszú idő átlagában állandó, fel kell tennünk, hogy a trópusi keleti köráramból valahol impulzusmomentum vándorol vissza a mérsékeltövek nyugati áramrendszerébe. Feltételezhető, hogy ezt a momentumátvitelt a turbulens légmozgások biztosítják, mégpedig

legintenzívebben a 30. szélességi kör tájékán kb. 10 km magasságban a szubtrópusi futóáramlás környezetében. A momentumáthelyeződés részletei tisztázatlanok, különösen tisztázatlan az a kérdés, hogy a momentum, amely az alsó légkörben a talaj közvetítésével vándorol át a nyugati szelek zónáiból a keleti szél áramrendszerébe, hogyan tevődik át a kompenzáció előfeltételeként a talaj közeléből a magasabb rétegekbe.

A turbulens szelek tanulmányozása ilyenformán geofizikai méretű problémává nőtt. Az újabb magaslégköri szélmérések hatalmas méretű turbulens szélrendszerek bonyolult szerkezetére mutatnak rá. Ide sorolhatjuk a mérsékelt övek nyugati köráramában jelentkező kígyózásokat, az ún. *meandereket*, amelyek hullámhossza 10 000 km-t is elérhet s függőleges méretük 10 km is lehet (10. ábra). Ide tartozik a nyugati áramrendszer időnkinti megtorpanása, az ún. *blocking-jelenség*, amely a mérsékelt övek zónális áramlását időszakosan meridionális irányba tereli, továbbá a *szubpoláris futóáramlás*, amely a szubtrópusi futóáramlással ellentétben nem permanens, hanem vándorol, erősödik, gyengül és helyenként fel is oszolhat. Több szerző, így *Rossby* és *Flohn* a futóáramlásnak olyan dinamikus indító erőt tulajdonít, amely a ciklonok és anticiklonok szintén turbulens áramrendszerei útján gondoskodik a cirkuláció energia forrásának, a délkörmenti hőmérsékletkülönbségnek állandó kiegyenlítéséről.

A magassági szél mérésének ezek szerint a geofizikai együttműködés keretében különösen nagy a jelentősége. Ezen nemzetközi kötelezettségen kívül a 8 magyar aerológiai állomásnak, s az adatokat feldolgozó Aerológiai Observatóriumnak még az a feladata is van, hogy ezek alapján megvizsgálja az Alpok és a Kárpátok szél-módosító hatásait. Ezek a hatások előidézői lehetnek eddig még nem eléggé ismert időjárási jellegzetességeknek, amelyek a Kárpátok medencéjében alakulnak ki. Ezeket az ún. regionális kérdéseket a magyar meteorológiai kutatás a szomszédos államokkal együttműködve vizsgálja.

Dr. Béli Béla
az Aerológiai Observatórium
vezetője

BESZÁMOLÓ A MAGYAR KÉMİKUSOK EGYESÜLETE VEGYÉSZ- KONFERENCIÁJÁNAK SPEKTROSKÓPIAI SZEKCIÓJÁRÓL

1959. októberében a Magyar Kémikusok Egyesülete szokásos évi vegyészkonferenciáját két párhuzamos szekcióban tartotta Szegeden. A „B” szekcióban 18 előadás hangzott el a spektroszkópia legkülönbözőbb területeiről. A következőkben kivonatossan ismertetjük az egyes előadásokat.

A komplex vegyületek abszorpciós színepeiről az alábbi előadásokban számoltak be az előadók:

Császár József (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Néhány α , α' dipiridil és o-fenantrolin komplex fényelnyeléséről.* Az előadásban a Cu(I), Co(I), Rh(I) és Fe(III) α , α' dipiridil és o-fenantrolin komplexek ultraibolya abszorpciós színepe került tárgyalásra. Szerző megállapította, hogy a felsorolt vegyületek elnyelési görbéjében megjelenő nagyintenzitású sávok elektronátugrasi sávoknak tekinthetők. Röviden érintette néhány d^6 és d^8 elrendeződésű izoelektronos fémkomplex fényelnyelését is.

Balog János (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Adatok a Pt-hidratált ion fényelnyeléséhez.* Szerző részletesen tárgyalta a Pt (IV) hidratált ion előállítási lehetőségét. A jelentkező nehézségek miatt különböző módon felvett színepekből igyekezett következtetni a hidratált ion fényelnyelésére.

Szöke József (MTA Központi Fizikai Kutató Intézet) *Az uranil komplexek színepi vizsgálatainak problémái.* Az összefoglaló jellegű előadásban szerző vázolta mindazokat a módszertani problémákat, melyek a komplex vegyületek színevizsgálatánál felmerülnek. Ismertetette a szükséges kiegészítő méréseket, kémiai elemzéseket. Néhány igen jól kiválasztott példán mutatta be a vizsgált uranilkomplexek szerkezetét, valamint az abszorpciós színepi közötti összefüggést.

Gilde Ferenc, Bán Miklós (Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete és Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Tetragonális szimmetriájú komplexek d^n elektronkonfigurációinak felhasadása erős terekben.* Szerzők munkájukban a Bethe által kidolgozott ún. erős tér közelítést használták a központi fémion és a megkötött ligandok kvantummechanikai tárgyalására, mivel diamágnéses, valamint rendellenesen paramágnéses komplexek színepiének értelmezésére az erős tér közelítés használható eredményesen. Meghatározták a d^1-d^{10} konfigurációk felhasadási termjeit, melyeket a tetragonális szimmetriához tartozó csoport irreducibilis reprezentációi és a termék multiplikatásai szerint rendeztek. Mivel eredményeikben a termék csupa „g” típusúak, ezen szimmetriatulajdonságra utaló index elhagyásával az eredmények minden további nélkül átvihetők a D_4 , C_{4v} és D_{2d} szimmetriával rendelkező komplex terek eseteire is. A használt függvényrendszer konkrét alakjától az eredmények nem függenek és mert a számítások során csak csoportelméleti eszközre támaszkodtak, az eredmények exaktak.

Bán Miklós, Horváth Erzsébet (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Komplex vegyületek energia termjei erős terekben.* Az előadásban szerzők a kísérleti úton kapott színepek analízise által nyert sávrendszert értelmezték a felbontott sávoknak megfelelő energiaszintek közötti elektronátmenetekhez való rendelése által. Az értelmezést a korábbi sávhozrendelésekkel összhangban a szimmetria és spin kiválasztási szabályok figyelembevételével végezték el.

A szerves vegyületek szerkeze és ultraibolya abszorpciós színepe közötti összefüggést négy előadásban tárgyalták:

Kiss Árpád István (Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Kémia Tanszék) *Az aromás kénvegyületek elnyelési színepe és a kénatom elektronszerkeze közötti összefüggésről.* Szerző vizsgálatai szerint a kénatomú aromás heterociklusoknál a vegyületek sajátágainak értelmezése

céljából általában fel kell tételezni a 3d pályákkal való kölcsönhatást. A kénatom vegyérték-heja decetté bővül ki azért, hogy a 3d elektronpályái bekapcsolódjanak az aromás rendszer konjugációjába. Ez a feltevés a tíofén aromás jellegének értelmezésén túl magyarázatot ad egyéb heterociklusos kénvegyületeknél mutatkozó relatíve nagy színepi változásokra. Ugyanez az elgondolás szelén- analógok esetén is alkalmazható.

Hires József, Hackl Lajos (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Schiff-bázisok elnyelési színepiére gyakorolt oldószerhatás vizsgálata.* Számos kísérleti adat igazolja, hogy az aldehid gyűrűn orto- és para-helyzetben hidroxil gyökök tartalmazó Schiff-bázisoknál igen erős oldószerhatás lép fel, ha az oldószer kötetlen elektronokat tartalmaz. A vizsgálatok szerint a feloldott molekula hidroxil csoportja és az oldószer között intermolekuláris hidkötésű komplex alakul ki. A létrejött egyensúlyra kvantitatív összefüggést állapítottak meg a szerzők. Sikertelt értelmezniök a különböző poláris oldószereknél kialakult hidkötésű komplexek közötti összefüggést is.

Bognár Rezső, Szabó Vince, R. Dávid Éva (Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Szerves Kémiai Intézete) *Az izoflavonok ultraibolya abszorpciós spektroszkópiai vizsgálata.* Szerzők az izoflavonok különböző oldószerekben felvett színepeivel foglalkoztak. Vizsgálataik alapján megállapították, hogy a különböző helyzetekben elektron donor csoporttal szubsztituált izoflavonoknak reaktív oldószerekben felvett spektrumában a szubsztituens helyzetétől függően jellemző és törvényszerű változások vannak. Ezek a változások alkalmasak bizonyos strukturanalitikai következtetésekre, valamint analógiák felhasználásával az izoflavonok spektrumának értelmezésére is.

Frölich Margit (Szegedi Orvostudományi Egyetem I. Belgyógyászati Klinika) *Szubsztituált pirimidin és purin származékok ultraibolya elnyelési színepe.* Az előadó különböző helyeken oxi- és amino-csoporttal szubsztituált pirimidin és purin származékok különböző pH -ju közegben felvett színepeit tárgyalta. Vizsgálatai alapján arra a következtetésre jutott, hogy a 260 mμ körüli színepi területen észlelt első sáv helyzete az enolizáció mértékével függ össze és a gyűrűben kialakuló egyseges konjugációval értelmezhető. Ugyancsak az első sáv változása alapján mutatta ki a pirimidin gyűrűbe kapcsolódó metilgyök hiperkonjugatív hatását is.

Az infravörös spektroszkópia tárgykörébe egy előadás tartozott:

Varsányi György (MTA Központi Kémiai Kutató Intézet) *Aszimmetrikus pörgettyű infravörös sávkontúrjainak meghatározása.* Az infravörös sávok besorolásánál igen jó szolgálatot tesz a gőzspektrumok sáv alakjainak analízise. A sáv alakot a rotációs átmenetek intenzitásai határozzák meg, melyek számítása exakt módon a rotációs vonalak igen nagy száma és a pörgettyű aszimmetriája miatt kivilhetetlen. Szerző az aszimmetrikus pörgettyű termjeit a szokásos lineáris interpolációval és az eddigi módszerekhez képest egyszerűsített eljárással számította ki. A kisebb kvantumszámokra más szerzők által pontosabban kiszámított eredmények alapján kvázi-empirikus faktorokat vett figyelembe és az így levezetett eredmények a kísérletekkel igen jó egyezést mutattak. Az elméleti sáv alakok ismeretében a vegyesen szubsztituált származékok infravörös gőzspektrumában meg lehetett állapítani a hibrid sávok alakjából az átmeneti momentum irányát.

Magyarországon először számoltak be reflexiós spektroszkópiai mérésekről:

Eduard Plsko (A Szlovák Tudományos Akadémia Kémiai Intézetének Szervetlen Kémiai Osztálya) *A reflexiós spektroszkópia alkalmazása a kémiai szerkezetkutatásban.* Szerző a nikkel-szulfát-heptahidrát reflexiós színepiét vizsgálta szilárd állapotban és kimérte a vizes oldat abszorpciós színepiét is. A Kubelka—Munk egyenletet felhasználva összehasonlította a két színepiet. A kapott eredmények alapján feltételezte, hogy a nikkell (II)-ionnak mind vizes oldatban, mind pedig kristályos állapotban hasonló a kötődése. A színepiéknél tapasztalt

csékély eltérést arra vezeti vissza, hogy más kölcsönhatás lép fel szilárd és más oldott állapotban.

Rácz István, Láng László (Akadémiai Kiadó és Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Kémia Tanszék) *A reflexiós spektroszkópia szerepe a nyomdaipari többszínnyomásban.* Egy háromszínnyomat elemi területének színét kifejező vektoregységet gyakorlati alkalmazása számos nehézségbe ütközik. A jelentkező problémák közül néhánynak elemzős tartalmú az előadás. A szerzők három alapszínezék transzmissziós és reflexiós színeképet vizsgáltak a rétegvastagság függvényében. Ezenkívül kísérleteket végeztek az egyes komponensek nyomási sorrendjére vonatkozólag abból a szempontból, hogy a nyomás sorrendje az eredő szint mennyiben befolyásolja.

Dobozy Ottó, Láng László (Központi Kolorisztikai Kutató Laboratórium és Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Kémia Tanszéke) *Textiliákon kötött színezékek spektroszkópiái vizsgálata.* Különböző textiliákat úgy színeztek szerzők, hogy a textília minden esetben azonos mennyiségű (1%) színezék legyen. Felvették a színezett textiliának a színezetlenekre vonatkoztatott reflexiós görbéit és úgy találták, hogy azok a textília anyagától függően eltérést mutatnak. Ezekből az eltérésekből vontak le következtetéseket a textiliák és színezékek kölcsönhatására vonatkozóan és rámutattak olyan szekunder hatásokra, amelyeket a színezés mechanizmusára vonatkozó eddigi elméletek nem vettek figyelembe.

Egy-egy előadás hangzott el a fluoreszcencia spektroszkópia, a gyógyszeripari analitikai spektroszkópia, az emissziós spektroszkópia, lángfotometria, valamint a műszerkonstrukció területéről:

Lendvay Ödön (MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézet) *Fluoreszcein aktivált rétegfoszforok abszorpciós és emissziós színeképek tükörszimmetriája.* Szerző megállapította, hogy $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot x\text{H}_2\text{O}$ alapú fluoreszceinnel aktivált rétegfoszforok fluoreszcencia spektrumának energiacioszlása és az abszorpciós együtthatók megfelelő léptékben ábrázolva ugyanúgy tükörszimmetrikus, mint a nátriumfluoreszcein megfelelő oldatának abszorpciós és emissziós színeképe. A színeképek tanulmányozása lehetővé tette, hogy adszorpciós vizsgálatokkal párhuzamosan tisztázzanak egyes kérdéseket a centrumok és az alapmátrix kölcsönhatásait illetően és bebizonyosodott, hogy a tükörszimmetria törvénye kiterjeszthető szilárd, szerves anyagokkal aktivált lumineszcencia rendszerekre is.

Láng László, Vincze András, Csató Imre, Horváth Gábor, Nuridsány János (Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai Kémia Tanszék, Egyesült Gyógyszer- és Tápszergyár, Műszaki Gumigyár, MTA Központi Fizikai Kutató Intézet) *Egyes streptomycin készítményeknél mutatkozó opálosodási készség vizsgálata.* Laboratóriumi kísérletek alapján ismeretes, hogy egy porampullában gumidugóval lezárt streptomycin por desztillált vizes oldata esetenként opálosságot mutat. Szerzők vizsgálati módszert dolgoztak ki az opálosodási hajlam preventív észlelésére. Az alpanyag tisztaságára a vizes oldat színképéből, az abszorpciós görbe alakjából vonnak le következtetéseket. Kvantitatív összefüggéseket állapítanak meg a mosó etilacetát 269 mμ-nál mért extinkció értéke, valamint a nefelometriás adatok között.

Zombory László, Kotsis Tinadarné (Fémipari Kutató Intézet) *Adatok timföldipari alpanyagok és termékek színképelemző vizsgálatához.* Szerzők ismertették a timföldipari anyagok nyomszennyezőinek meghatározására szolgáló módszereket, különös tekintettel a színképelemző vizsgálatok eredményeire. Előadásukban kitértek a színképelemzéssel történő bauxitvizsgálatra, valamint a vörösiszap és a timföld vizsgálatára is.

Dzubay Miklós (Délalföldi Mezőgazdasági Kísérleti Intézet) *A bárium eddig nem használt molekulaszárvánál alkalmazása a talajok adszorpciós kapacitásának meghatározására.* Szerző a Lundegardh-módszerrel történő bárium-meghatározást eddig még nem alkalmazott molekulaszárvára dolgozta ki. A 7700 Å körüli sáv nagymennyiségű kalcium jelenlétében is kitűnően felhasználható szerző szerint a bárium meghatározására. A méréseket Zeiss-féle ködkamrás lángfotométeren a káliumra használt „K 77” jelzésű interferenciaszűrő alkalmazásával végezte.

Kiss Barnabás, Striker György, Schanda János (Méréstechnikai Központi Kutató Laboratórium, MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézet) *Hazai ultraibolya és látható spektrofotométer felépítése és teljesítményképesége.* Szerzők ismertették az általuk készített, ultraibolya és látható színeképterületen működő spektrofotométer optikai és elektronikus felépítését, valamint a készülékre jellemző fontosabb adatokat. A bemutatott eredmények alapján meg lehetett állapítani azt, hogy a készülék eléri a Beckmann-spektrálfotométer pontossági követelményeit.

Az előadásokat általában termékeny és nívós vita követte, ami a hazai spektroszkópiai kutatások jelentős mértékű fejlődését igazolta.

L. L.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Az anti-Σ⁻ minusz hyperon felfedezése. Az Egyesített Atommagkutató Intézet nagyenergiájú részecskékkel foglalkozó laboratóriumában dolgozó tudósok csoportja, amelynek tagjai közt van V. I. Veksler szovjet akadémikus és Van Gan-Csan kínai professzor, új, a tudományos irodalomban eddig még nem ismert elemi részecskét fedezett fel, az anti-Σ⁻ minusz hyperont. A részecske felfedezését hosszú kísérleti munka előzte meg. A szinkrotronban besugárzott propántöltésű buborékkamrában készült 40 000 felvételt tanulmányozták át. A Pravda tudósítója felkereste a dubnai EAKI igazgatóját, D. I. Blohincev professzort, a Szovjet Tudományos Akadémia levelező tagját és az új részecskére vonatkozólag részleteket kért tőle. Az alábbiakban Blohincev professzor nyilatkozatát közöljük kivonatolva a Pravda 1960. március 25-i száma nyomán: „Az új részecske felfedezése igen jelentékenyen járult hozzá a tudósoknak az elemi részecskék világáról alkotott képe kiegészítéséhez. Ugyanekkor pedig igen fontos az is, hogy ez az első eset, amikor elektromos töltésű antihyperont sikerült észlelni. Az atommagok világa, amit a fizikusok tanulmányoznak, igen bonyolult és sokrétű. Megfeszített kutatásuk nyomán azonban egyre jobban elmélyülnek az anyag természetéről, az atommagok tulajdonságairól és szerkezetéről, a legkisebb atommagrészecskékről szerzett ismereteink. — Ha az elektron-tömegét egységnyiinek vesszük, akkor a proton és neutron tömege kb. 1840 elektron tömegének felel meg. Az elektron és proton tömege közé eső tömegű magrészecskéket nevezzük

mezonoknak (a görög mezosz = középső szó nyomán), míg a protonnál és neutronnál nehezebb részecskéket nevezzük hyperonoknak (hyper görögül = felett). A hyperonok tömege 2200–2500 elektron tömegével egyenlő. Megállapították ezen kívül, hogy az elemi részecskéknek egy egész osztálya bizonyos fizikai tulajdonságai szempontjából homlok-egyenest ellentettje az általában megfigyelhető részecskéknél. Ezeket nevezték el antirészecskéknél. Az 1960. márciusában Dubnában a kínai, szovjet, vietnami, koreai, lengyel, román és csehszlovák tudósok csoportja által felfedezett új magrészecske az antirészecskék csoportjába tartozik. Pozitív töltése van és anti-Σ⁻ hyperonnak hívják. Tömege kb. 2300 elektron tömegével egyenlő. Élettartama a másodperc kb. egy tízezermilliomod részével egyenlő. E rövid időn egy antineutronná és egy pozitív töltésű pionná bomlik el. Az új részecske létezését az elméleti fizikusok előre megjósolták, de magát a részecskét egészen mostanáig nem sikerült megtalálni. Az új antihyperon ritkán előforduló nukleáris részecske. Felfedezésének jelentősége abban áll, hogy a mikrovilág térképéről egy újabb „fehér folt” tűnt el. Többet tudunk az anyag szerkezetéről. Az új részecske tanulmányozása lehetővé teszi a fizikusoknak, hogy fontos lépéssel közeledjenek az elemi részecskék teljes elméletének megalkotásához, szerkezetük megismeréséhez és kölcsönös átalakulásuk törvényszerűségeinek megállapításához. Ezeknek az ismereteknek a tovább fejlesztése a jövőben kétségkívül fontos következményekkel jár a gyakorlat számára is. Nevezetes dolog, hogy ez az új felfedezés azokban a napokban történt,

amikor az emberiség a nagy Lenin születésének 90. évfordulójára készült. Ez a felfedezés az anyag tulajdonságainak kimeríthetlenségére vonatkozó zseniális lenini elképzelések újabb illusztrációja. A pozitív töltésű antihyperon felfedezése, amelyet a szocialista országok tudósainak baráti kollektívája tett, egyszersmind a tudás, a béke és a haladás jegyében folyó igazi nemzetközi együttműködés példája. Az új részecske felfedezésére vonatkozó tudományos közleményt beküldték a Zsurnak Ekszperimentalnoj i Teoreticeszkoj Fizikai folyóirat szerkesztőségének közlés céljából.

N. E.

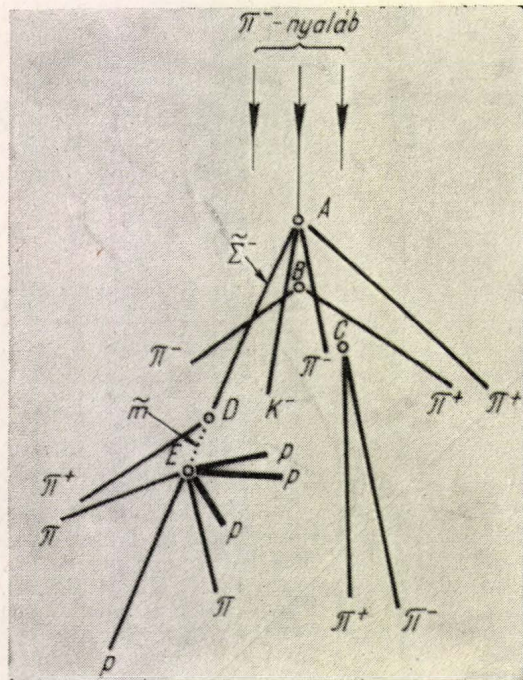
Az anti- Σ -plusz hyperon felfedezése. Pár héttel a Σ -hyperon pozitív antirészecskéjének felfedezése után, április 15-én három római fizikus, E. Amaldi, C. Castagnoli és A. Manfredini hírül adta a Σ^+ -hyperon negatív antirészecskéjének a felfedezését is. A szovjet fizikusok az anti- Σ -mínusz hyperon keletkezését buborékkamrában figyelték meg 9 GeV-es pionbombázás hatására. Az olaszok fotoemulzióban 1 GeV-es antiproton-nyaláb bombázása következtében észlelték az anti- Σ -plusz hyperon keletkezését, mégpedig Λ^0 -hyperon társaságában. A keletkezési reakció tehát minden bizonnyal $\bar{p} + n \rightarrow \bar{\Sigma}^+ + \Lambda^0$. A negatív részecske néhány százmilliárdod másodperc után antiprotonra és semleges pionra bomlott el, ami a biztos azonosítást lehetővé tette. Az emulzió besugárzását Berkeleyben végezték el a 6 GeV-es bevatronnal. Az olasz kutatók táviratilag értesítették a legnagyobb fizikai kutatóközpontokat felfedezésükről, többek közt az EAKI-t Dubnában és a Berkeley intézetet. — Az antihyperonok csoportjába tartoznak azok az elemi részek, amelyek mesterséges előállítására a

legnagyobb energiát igényli. Az antiproton és antineutron felfedezése után (1955–1956) az elméletileg előre látott részecskék közül csak ennek a kimutatása váratott magára. Az első antihyperont, az anti- Λ^0 -t amerikai kutatók fedezték fel a bevatronnal (1958). Ezt követte a fentemlített két felfedezés. A tudomány várja még a Σ^0 -hyperon semleges, a Ξ^0 -hyperon semleges és a Ξ^- -hyperon pozitív antirészecskéjének kimutatását. Ez a közeljövőben remélhető, mert ezek a részecskék belesznek a működő legnagyobb gyorsítók hatáskörébe. A még hiányzó három antihyperon felfedezése után harmincra egészül ki az elemi részek száma. Ekkor nem marad olyan részecske, amelynek kimutatását elméletileg várnánk. Megjegyezzük, hogy 1953 óta nem fedeztek fel olyan váratlan elemi részt, amelyet nem látott volna előre az elméleti fizika.

M. Gy.

A hyperonok áttekintése

Bomlás	Töltés	Jel	Tömeg ($m_e = 1$)	Jel	Töltés	Bomlás
Hyperonok				Antihyperonok		
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, n\pi^0$	0	Λ^0	2092	$\bar{\Lambda}^0$	0	$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+, \bar{n}\pi^0$
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, n\pi^+$	+	Σ^+	2322	$\bar{\Sigma}^+$	—	$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p}\pi^0, \bar{n}\pi^+$
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$	0	Σ^0	2345	$(\bar{\Sigma}^0)$	(0)	
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	—	Σ^-	2340	$\bar{\Sigma}^-$	+	$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^+$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	0	Ξ^0	2564	$(\bar{\Xi}^0)$	(0)	
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	—	Ξ^-	2580	$(\bar{\Xi}^-)$	(+)	



Az anti- Σ -mínusz hyperonról propán töltésű buborékkamrában 13 700 oersted erősségű mágneses térben készült felvétel és magyarázó ábra. Felülről 8,3 GeV energiájú mesterséges π -nyaláb érkezik. Az egyik pion az A pontban magrobbanást kelt, valószínűleg szénatommagon, a következő módon:

$$\pi^- + C \rightarrow \bar{\Sigma}^- + K^- + K^0 + \bar{K}^0 + p + n + \pi^+ + \pi^0 + \text{visszalökött mag}.$$

Az A pont közelében megfigyelhető B és C pionpárok az A-ból kirepülő semleges kaonok bomlásából származnak. Az anti- Σ -mínusz hyperon mért tömege 2364 ± 28 elektrontömeg (elméleti érték: 2395). Az antihyperon A-tól D-ig repül, majd $1,18 \pm 0,07 \cdot 10^{-10}$ sec múltán D-ben elbomlik $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^+ + \bar{n}$ szerint. Az egyik bomlástermék, a láthatatlan antineutron D-től E-ig repül, ott valószínűleg szénatomba ütközve magrobbanást kelt. E robbanás teljes energiája 2336 MeV-ra becsülhető, ami jóval nagyobb az antihyperon mért kinetikus energiájánál, így csak antirészecske szétsugárzáskor bekövetkező energiafelszabadulásról lehet szó:

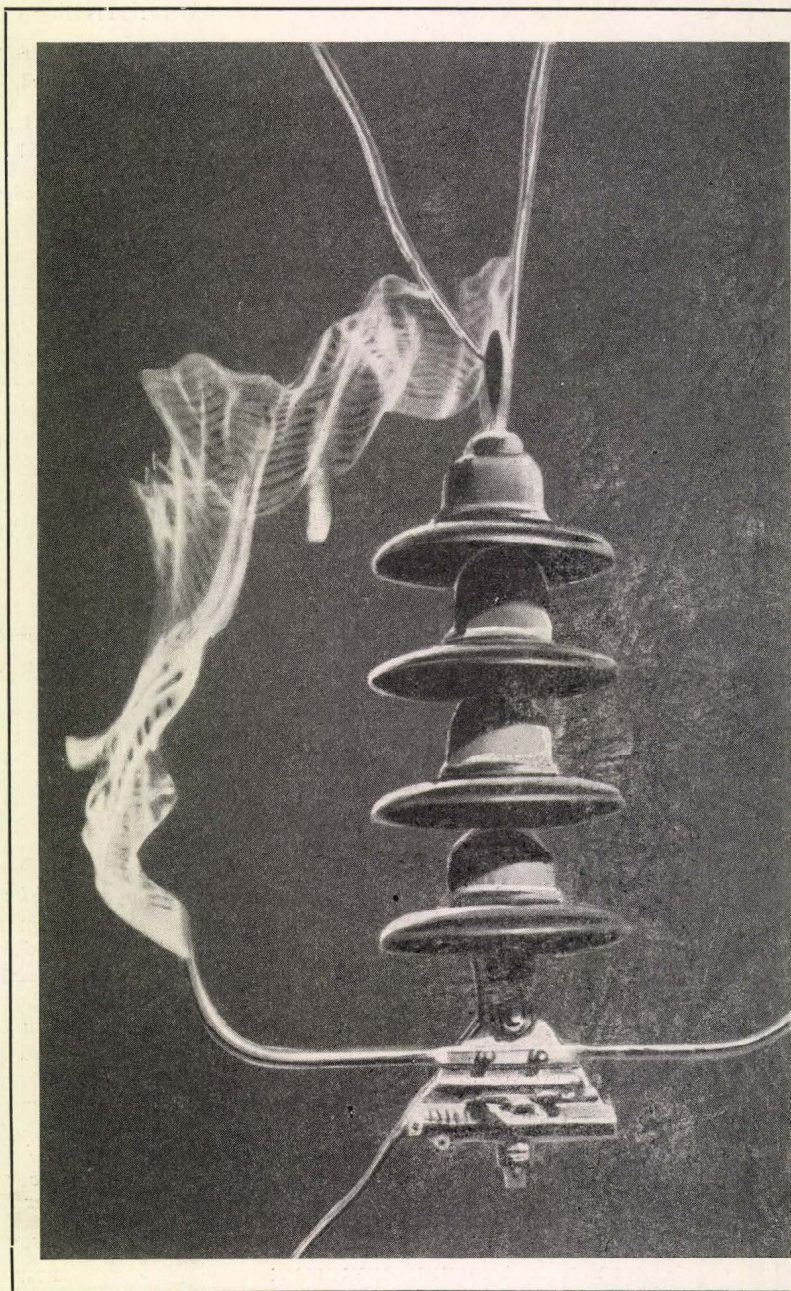
$$\bar{n} + C^{12} \rightarrow He^4 + 4p + 3n + \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

A vázolt eseménysor véletlen összeesésének valószínűsége egy felvételen 10^{-9} -re becsülhető.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



7.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Horváth János: A reális gázok állapotegyenlete
C. V. Raman: Huygens és a fény hullámelmélete
Marx György—Szabó János: A fotonrakéta lehetősége
Mátrai Zemplén Jolán: A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

J. Werle: Elméleti fizikusok képzése Lengyelországban
Bodócs István: Sűrítők áramviszonyának vizsgálata ködfénylámpával

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Хорват: Уравнение состояния реальных газов
Ч. В. Раман: Гюйгенс и волновая теория света
Дь. Маркс—Я. Сабо: Перспективы фотонной ракеты
Ё. Земплэн-Матраи: Учение Коперника и его распространение во Венгрии I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Я. Верле: Образование физиков-теоретиков в Польской Народной Республике
И. Бодоч: Исследование токов в цепях конденсаторов с помощью тлеющей лампы

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

J. Horváth: Die Zustandsgleichung der realen Gase
C. V. Raman: Huygens und die Wellentheorie des Lichts
G. Marx—J. Szabó: Die Möglichkeit der Photonrakete
Frau Mátrai J. Zemplén: Der Kopernikanismus und seine Verbreitung in Ungarn I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

J. Werle: Bildung der Physiker in Polen
I. Bodócs: Untersuchung der Stromverhältnisse der Kondensatoren mit Neonglimmlampe

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkepünk: 200 000 V-os szikra kisülés (*Kunfalvi Rezső felvétele*)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1960. III. 10.

Példányszám: 1500

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60.51202 — Felelős vezető: Bernát György

A reális gázok állapotegyenlete

A reális gázokkal kapcsolatos alapvető kísérleti ismereteinket a következőkben foglalhatjuk össze:

Ha egy reális gázt, elég magas hőmérsékleten, izotermikusan összenyomunk, akkor térfogata fokozatosan csökken és ennek megfelelően a gáz nyomása növekedik. A pontosabb vizsgálatok kiderítették, hogy ezen összenyomás közben az izoterma folytonos marad, érintőjének a negatív V -tengellyel bezárt szöge szintén folytonosan növekszik és $(\partial P / \partial V)_T < 0$. Igen magas hőmérsékleten a $PV = RT$ BOYLE—MARIOTTE-féle törvénynek megfelelően, az izoterma jó közelítéssel egy hiperbola lesz.

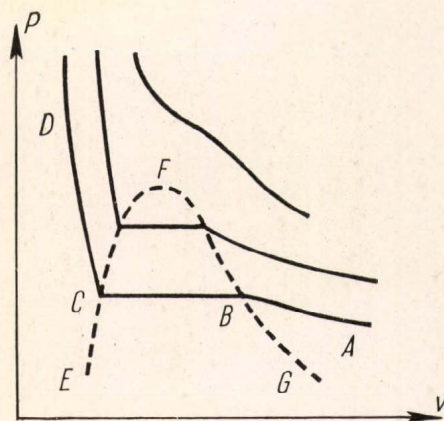
Fokozatosan csökkentve a gáz izotermikus összenyomásánál a hőmérsékletet, elérünk egy olyan T_k hőmérsékletet, amikor az izoterma és az érintője továbbra is hasonlóképpen viselkedik, mint ahogyan azt fentebb vázoltuk, csak hogy egy meghatározott nyomás és térfogat értékénél $(\partial P / \partial V)_T = 0$.

Tovább csökkentve a hőmérsékletet lényegesen új helyzet áll elő, nevezetesen, az izotermának lesz egy olyan szakasza, amelyik párhuzamos a V -tengellyel.

A nyomás és térfogat közti összefüggést különböző hőmérsékletek esetén vázlatosan az 1. ábrán tüntettük fel.

Pontosabban megvizsgálva a viszonyokat, megállapították, hogy $T < T_k$ hőmérsékleten — pl. az $ABCD$ izoterma esetében —, amikor elérünk egy meghatározott térfogati értéket (tehát pl. az $ABCD$ izoterma mentén eljutunk a B pontba), akkor a gáz cseppfolyósodni (kondenzálódni) kezd; nevezetesen, a B pontban az illető anyag légnemű halmazállapota mellett megjelenik a folyékony halmazállapot is. Tovább csökkentve a térfogatot, a kondenzáció mind nagyobb mértékű lesz, majd egy másik meghatározott térfogat esetén (pl. a mi esetünkben elérve a C pontot) a gáz teljes egészében kondenzálódik. Közben a nyomás változatlan marad. Minthogy a cseppfolyós halmazállapotában az az anyag — jó közelítéssel — inkompresszibilis folyadékként viselkedik, a térfogat további csökkentésével a nyomás rohamosan növekedni kezd és az izoterma CD szakasza csaknem párhuzamosan halad a P -tengellyel.

A T_k hőmérséklethez tartozó izoterma esetében a fenti C és B pontok az F pontban összeesnek és ebben az esetben az anyag légnemű és cseppfolyós halmazállapotát nem lehet egymástól szétválasztani. Ezt a T_k hőmérsékletet, valamint a hozzá tartozó P_k nyomás és V_k térfogatértéket *kritikus hőmérsékletnek, nyomásnak, ill. térfogatnak* nevezzük. A kritikus hőmérséklet alatti izotermákhoz tartozó állapotváltozás esetében fellép a konden-



1. ábra

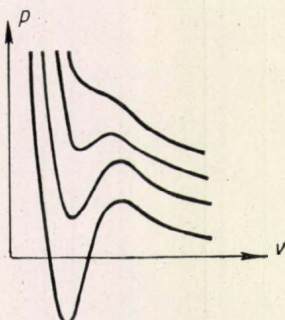
záció, viszont $T > T_k$ hőmérséklethez tartozó izotermák esetében nem. A (P, V) -síknak azt a tartományát, amelyen belül esnek az izotermák vízszintes szakaszai, amikor a vizsgált anyag légnemű és cseppfolyós fázisa egyensúlyban van, az $ECFBG$ görbe határolja. Ez az egyensúly azt jelenti, hogy amennyiben bármelyik $T < T_k$ hőmérséklethez tartozó izoterma mentén e tartományban a térfogatot izotermikusan csökkentjük, akkor a légnemű fázis kondenzációja révén a cseppfolyós fázissal termodinamikai egyensúlyban marad, viszont a térfogat izotermikus növekedése esetén, a cseppfolyós halmazállapot elgőzölgése révén a két fázis közti egyensúly ismét helyreáll.

A kritikus hőmérséklet alatt a gázokat *gőzöknek* szokás nevezni. A fenti $ECFBG$ görbe által határolt tartományban, amikor a folyadék a gőzével

zárt térfogaton belül egyensúlyban van, a gőzt *teltett gőznek* nevezzük.

Igen gondosan végrehajtott kísérletek során megállapították, hogy — speciálisan megtisztított anyaggal végezve a fenti kísérletet — az 1. ábra *B* pontjában a térfogat igen óvatosan és lassan végrehajtott csökkentése esetén nem jelenik meg azonnal a cseppfolyós fázis, hanem a nyomás —, ha kisebb mértékben is, fokozatosan növekedik. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a *gőz túltelített állapotban van*. Ez a túltelített állapot azonban metastabilis egyensúlyi állapotnak felel meg és legkisebb zavar (pl. rázkódás) esetén hirtelen megjelenik a folyékony fázis; miközben a nyomás hirtelen lecsökken.

Hasonlóképpen, ha a folyékony halmazállapotban a nyomást lassan és izotermikusan csökkentjük, akkor a térfogat a *C* ponton túl is növekedhet anélkül, hogy a gőzfázis megjelenne. Ilyenkor *túlhevített folyékony halmazállapotról* beszélünk. Ez az állapot is metastabilis állapot; a legkisebb zavar esetén megjelenik a légnemű halmazállapot és a nyomás hirtelen felszökken.



2. ábra

A 2. ábrán egy „ideális” izoterma-rendszert tüntetünk fel, ahol a túltelített gőz fokozatosan, folytonosan megy át a túlhevített folyékony halmazállapotba. Ha egy gáz egy ilyen izoterma mentén menne át cseppfolyós halmazállapotába, akkor lenne az izotermának olyan szakasza, amely mentén $(\partial P/\partial V)_T > 0$. Ez instabilis egyensúlyi állapotnak felelne meg, amelyet a gyakorlatban nem lehet megvalósítani.

A reális gázok fentebb vázolt tulajdonságainak felfedezése után többen kísérletet tettek arra, hogy megadják a reális gázok állapotegyenletét, amelyből a kísérletileg észlelt izoterma-rendszer származtatható.

Az első ilyen állapotegyenletet 1873-ban VAN DER WAALS vezette le a kinetikai gázelmélet alapján:

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT. \quad (1)$$

Levezetésének gondolatmenete a következő:

Tekintsük a molekulákat q sugarú rugalmas gömböknek. A molekulák eme véges kiterjedése miatt az eredeti V -gáztérfogat helyett látszólagosan csak $V - b$ térfogat áll rendelkezésünkre. A b értékét azonban könnyen meghatározhatjuk. Két q sugarú gömb ütközésénél a gömbök középpontja $2q$ távolságra kerül egymástól. Úgy foghatjuk tehát fel, hogy ütközések alkalmával a

molekulák fele $(N/2)$ pontszerű, fele pedig $2q$ sugarú gömb, tehát az ütközések szempontjából a molekulák

$$b = \frac{N}{2} \cdot \frac{4\pi}{3} (2q)^3 = 4N \frac{4\pi}{3} q^3$$

térfogatot foglalnak el a gázból.

Ha mármost figyelembe vesszük a molekulák közt fellépő vonzóhatást is, akkor következésképpen okoskodhatunk: amikor egy molekula a felfelé mozog, a többi molekulától származó vonzóerő gátolja mozgásában, mintegy visszahúzza. (A gáz belsejében ez a vonzás minden irányból hat és így eredője zérus.) Ennek következtében a gáz kisebb nyomást gyakorol a falra, mint azt az elemi kinetikai elmélet alapján várnánk, amit úgy is értelmezhetünk, hogy a gáz nyomása ugyan változatlan, de a külső nyomás látszólagosan megnövekedett. Tudjuk, hogy a gáz nyomása arányos a gáz sűrűségével $(N/V = n)$. Ámde akkor az egyes molekulákra ható vonzóerő arányos a gázsűrűség négyzetével vagy, ami ugyanaz, fordítottan arányos a térfogat négyzetével: a/V^2 , ahol a egy arányossági tényező. Következésképpen a látszólagos nyomás $P + a/V^2$, amivel az állapotegyenlet (1) alatti alakjának jogosultságát igazoltuk.

A VAN DER WAALS-egyenlet jól leírja számos gáz viselkedését, de nem tekinthető teljesen általános állapotegyenletnek. Az általános állapotegyenlet meghatározására két módszer kínálkozik: az egyik fenomenológiai jellegű félempirikus, a másik a statisztikai mechanikai módszer.

A fenomenológiai módszer kétségtelenül egyszerűbb, gyorsabban célravezető és a kutatás bizonyos stádiumában nem nélkülözhető. Lényege az, hogy a VAN DER WAALS-egyenletet további állandók bevezetésével alkalmasan általánosíthatjuk és így elérhetjük azt, hogy az új állapotegyenlet — ha esetleg nem is minden hőmérséklet- és térfogatértékre — legalább a bennünket érdeklő tartományban szinte tökéletesen leírja a rendszer állapotát. Ezzel a módszerrel sokan foglalkoztak és foglalkoznak napjainkban is, hiszen sem tudományos, sem pedig technikai jelentősége nem vitatható.

Példaképpen megemlítünk néhány két- és három-paraméteres állapotegyenletet:

$$P = \frac{RT}{V - b} - \frac{T}{(V + c)} \quad (\text{CLAUSIUS, 1880})$$

$$P(V - b) = RT \exp \left\{ -\frac{a}{RTV} \right\} \quad (\text{DIETERICI, 1899})$$

$$\left(P + \frac{a'}{TV^2}\right)(V - b) = RT \quad (\text{BERTHELOT, 1907})$$

$$P(V - b) = RT - \frac{aP}{Tr} \quad (\text{CALLENDAR, 1907})$$

Különböző anyagok és hőmérsékleti tartományok esetén az egyik vagy a másik módosítás előnyben részesíthető. Az anyagszerkezeti vizsgálatok szempontjából azonban legfontosabb és egyben legáltalánosabb állapotegyenlet a KAMERLINGH ONNES által 1901-ben javasolt:

$$PV = RT \left\{ 1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \dots \right\} \quad (2)$$

egyenlet, mert — amint az könnyen kimutatható — az itt bevezetett ún. *virial-koefficiensekből* (B, C, ...) a molekuláris kölcsönhatásokra következtethetünk.

A továbbiakban a VAN DER WAALS-féle állapotegyenlet statisztikai megalapozásával fogunk foglalkozni. Jóllehet ez az egyenlet — amint arra már utaltunk — csupán közelítő jellegű, mégis érdemes a statisztikai megalapozásával foglalkozni, mert eközben részint olyan módszerrel ismerkedünk meg, amely első közelítésben az általános MAYER-féle módszernek felel meg, részint minden további nélkül kiadódik a VAN DER WAALS-féle gázállandók fizikai jelentése, részint pedig világossá válik, hogy a VAN DER WAALS-egyenlet milyen mértékű közelítést szolgáltatja a reális gázok állapotegyenletének.

1. A statisztikai mechanikai GIBBS-féle elméletnek megfelelően, az N számú, s szabadsági fokú molekulákból álló reális gázt egyetlen ponttal, a *fázisponttal* jellemezzük az sN -dimenziós *fázistérben* — az ún. T -térben —, amelynek koordinátái a gázmolekulák hely- és impulzuskoordinátáinak összessége. A fázispont helyzete egyértelműen meghatározza a gázrendszer energiaállapotát és mozgása megfelel a rendszer állapotváltozásainak; a fázispont mozgását egyébként a

$$q_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad p_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, sN) \quad (3)$$

HAMILTON-egyenletek határozzák meg.

Egyatomos gázok esetén $s = 3$, merev kétatomos gázok esetén $s = 5$ stb. Mi a továbbiakban az egyszerűség kedvéért egyatomos homogén gázokkal fogunk foglalkozni, amelyek HAMILTON-függvénye a következő alakba írható:

$$H = \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{p_i^2}{2m} + \mathcal{O}(r_i) \right\} + \sum_{1 \leq i < j \leq N} \mathcal{O}(r_{ij}), \quad (4)$$

ahol m a molekulák tömege, r_i az i -edik molekula helyzetvektora, $p_i^2 = p_{ix}^2 + p_{iy}^2 + p_{iz}^2$ impulzusának négyzete. $\mathcal{O}(r_i)$ az i -edik molekula potenciális energiája a külső erőterben, amelyet legegyszerűbb alakban a következőképpen vehetünk fel: legyen a gázrendszer egy V -térfogatú tartályban és tegyük fel, hogy mindenféle külső erőterétől eltekin-tünk, akkor

$$\mathcal{O}(r_i) = \begin{cases} 0, & \text{valahányszor } r_i \in V, \\ \infty, & \text{valahányszor } r_i \notin V. \end{cases} \quad (5)$$

A $\mathcal{O}(r_{ij})$ jelentse az i -edik és j -edik molekula közt fellépő kölcsönhatás potenciális energiáját, amely-ről feltesszük, hogy centrális kölcsönhatás, tehát csak a két molekula középpontja közti távolságtól függ; $r_{ij} = |r_i - r_j|$.

A (4) alatti HAMILTON-függvény már egyértel-műen jellemzi a gázrendszert és tekintettel arra, hogy benne figyelembe vesszük a molekulák kölcsön-hatási energiáját, nyilvánvaló módon reális gáz-rendszert ír le.

Már a statisztikai mechanika elemeiből ismeretes, hogy a termodinamikai függvények kifejezhetők az ún. *fázisintegrál* :

$$Z = \frac{1}{h^{3N}} \int e^{-H/kT} d\Omega \quad (6)$$

$$\begin{aligned} d\Omega &= d^3 r_1 \dots d^3 r_N d^3 p_1 \dots d^3 p_N \\ d^3 r_i &= dx_i dy_i dz_i \\ d^3 p_i &= dp_{ix} dp_{iy} dp_{iz}. \end{aligned}$$

segítségével. Ennek bizonyításával most nem foglalkozhatunk, csupán hivatkozunk arra, hogy pl. a gáz nyomása a fázisintegrál segítségével a követ-kező alakban állítható elő:

$$P = kT \frac{\partial \log Z}{\partial V}. \quad (7)$$

Az állapotegyenlet levezetéséhez tehát a (6) alatti fázisintegrált kell meghatároznunk.

2. Figyelembe véve a (4) alatti HAMILTON-függ-vényt azonnal láthatjuk, hogy a fázisintegrálban az integrációs változók szeparálhatók. Tekintettel arra, hogy

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT} \right\} dp_x dp_y dp_z = \\ & = (2\pi mkT)^{3/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

közvetlenül beláthatjuk, hogy elvégezve az impul-zuskoordináták szerinti integrálást a (6) alatti fázisintegrál a következő alakba írható:

$$Z = \left\{ \frac{2\pi mkT}{h^2} \right\}^{3N/2} Z(N), \quad (9)$$

ahol

$$Z(N) = \int_V \dots \int_V \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \mathcal{O}(r_{ij}) \right\} d^3 r_1 \dots d^3 r_N, \quad (10)$$

az ún. *konfigurációs integrál*. Itt azért nem integrálunk az egész térre, mert a külső tértől származó $\mathcal{O}(r_i)$ potenciál (5) alatti megválasztása biztosítja azt, hogy az integrandusz csak a V -térfogaton belül nem tűnik el.

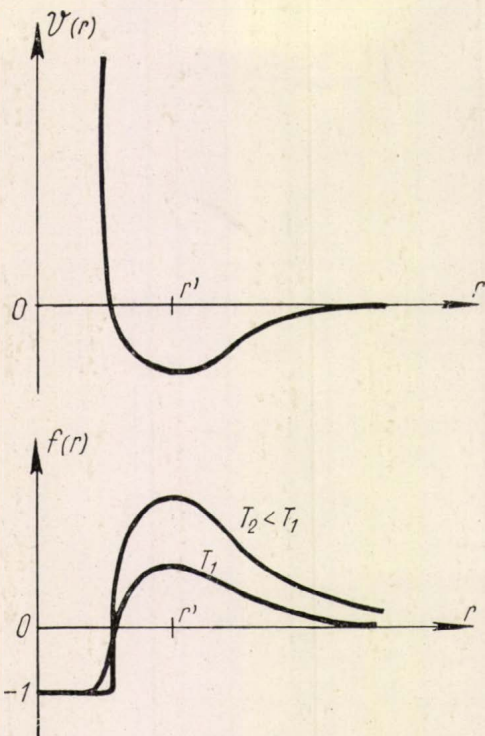
3. A konfigurációs integrál kiszámítására J. E. és M. G. MAYER dolgoztak ki egy igen ötletes és a molekuláris kölcsönhatások dinamikáját messze-menően figyelembe vevő közelítő módszert:

Vezessük be a $\mathcal{O}(r_{ij})$ potenciális energia helyébe az

$$f_{ij} \equiv f(r_{ij}) = \exp \left\{ \frac{\mathcal{O}(r_{ij})}{kT} \right\} - 1 \quad (11)$$

függvényt. Az $f(r)$ függvény kvalitatív lefutását a 3. ábra mutatja. Az $r = 0$ pont környezetében, ahol $\mathcal{O}(r)$ végtelen felé tart, az $f(r) = -1$. Ha viszont a $\mathcal{O}(r) = 0$, akkor az $f(r)$ is eltűnik. Az

$r = r_0$ helyen az $f(r)$ függvénynek pozitív maximuma van, amely annál magasabban fekszik, minél alacsonyabb a hőmérséklet. Nagy r -ekre $f(r) \rightarrow 0$.



3. ábra

Helyettesítsük be a f_{ij} függvényeket a konfigurációs integrál integranduszába, akkor a következő típusú szorzatot kapjuk:

$$\{1 + f(r_{12})\} \{1 + f(r_{13})\} \{1 + f(r_{23})\} \dots \quad (12)$$

Ha ezeket a szorzásokat elvégezzük, akkor láthatjuk, hogy tulajdonképpen a következő összeget kell integrálnunk:

$$1 + \sum_{1 \leq i < j \leq N} f_{ij} + \sum_{1 \leq i < j \leq N} \sum_{1 \leq i' < j' \leq N} f_{ij} f_{i'j'} + \dots \quad (13)$$

(a) Az első tag integrálása nyilvánvalóan V^N -t ad eredményül, tehát

$$Z^{(1)}(N) = V^N \quad (14)$$

Ez annak a közelítésnek felel meg, amikor $f(r) \equiv 0$, tehát a molekulák nincsenek kölcsönhatásban. Valóban, ha ezt az értéket behelyettesítjük a (9) alatti egyenletünkbe, akkor visszakapjuk az ideális gáz állapotegyenletét, hiszen

$$\log Z = N \log \left\{ \left(\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} V \right\} \quad (15)$$

és így

$$P = \frac{N k T}{V}, \quad (16)$$

vagy egy mol gáz esetén, amikor $Nk = R$, kapjuk, hogy

$$PV = RT. \quad (17)$$

(b) A második tagból válasszuk ki pl. az $f(r_{ij})$ függvényt. Tekintettel arra, hogy ez csak az r_i és r_j változótól függ, kapjuk, hogy

$$Z_{ij}^{(2)}(N) = V^{N-2} \int \int f(r_{ij}) d^3 r_i d^3 r_j. \quad (18)$$

Integráljunk pl. r_j szerint. Ámde $f(r_{ij})$ a molekulák közt fellépő VAN DER WAALS-féle erők rövid hatótávolsága miatt csak az r_i végpontjának kis környezetében különbözik zérótól, ha tehát r_j helyett az r_i végpontjába helyezett középpontú polárkoordináta-rendszert vezetünk be

$$\int f(r_{ij}) d^3 r_j = 4\pi \int_0^\infty f(r) r^2 dr, \quad (r = |r_i - r_j|) \quad (19)$$

ahol az integrál felső határát kiterjesztettük a végtelenbe, hiszen $f(r)$ nagyobb r -ekre úgyszintén eltűnik. Az (i) molekula akárhol is tartózkodik a V térfogatban — valahányszor V elég nagy — ugyanaz lesz ennek az integrálnak az értéke, következésképpen a (19) alatti integrál független az r_i -től. Ha tehát még r_i szerint is integrálunk, akkor csupán egy további V faktor lép fel és így

$$Z_{ij}^{(2)}(N) = 4\pi V^{N-1} \int_0^\infty f(r) r^2 dr = \beta V^{N-1}, \quad (20)$$

ahol

$$\beta \equiv 4\pi \int_0^\infty f(r) r^2 dr. \quad (21)$$

Álljunk meg a (13) alatti sorfejtésben a második tagnál, amely $N(N-1)/2$ számú azonos integrálból tevődik össze, akkor kapjuk, hogy

$$Z(N) \approx V^N \left\{ 1 + \frac{1}{2} N(N-1) \frac{\beta}{V} \right\} \approx V^N \left\{ 1 + \frac{1}{2} N^2 \frac{\beta}{V} \right\}, \quad (22)$$

feltéve, hogy N igen nagy ($N \gg 1$). Legyen $v = \frac{V}{N}$ tehát az egyetlen gázmolekulára eső térfogatrész, akkor írhatjuk, hogy

$$Z(N) \approx N^N v^N \left\{ 1 + \frac{1}{2} N \frac{\beta}{v} \right\}. \quad (23)$$

Feltéve, hogy $\frac{1}{2} N \beta / v \ll 1$, ezt logaritmizálva — majd a harmadik tagot sorbafejtve — nyerjük, hogy

$$\log Z(N) = N \log N + N \log v + \log \left\{ 1 + \frac{1}{2} N \frac{\beta}{v} \right\} \approx N \left\{ \log N + \log v + \frac{\beta}{2v} \right\}. \quad (24)$$

Ennek a felhasználásával végül is kapjuk, hogy

$$P = k T \frac{\partial \log Z}{\partial V} = \frac{k T}{N} \frac{\partial \log Z}{\partial v} = \frac{k T}{v} \left\{ 1 - \frac{\beta}{2v} \right\}. \quad (25)$$

Itt közben felhasználtuk azt a feltevést, hogy $\frac{1}{2} N\beta/v \ll 1$. Ez akkor kétségtelenül teljesül, ha a gáz nagyon ritka, tehát a sűrűsége igen kicsiny, ami azonban a bennünket érdeklő esetben nem áll fenn. Ha $\beta \ll 1$, akkor ugyan még elképzelhető lenne feltevéseink teljesülése, azonban kétséges, hogy ezt valóban megkövetelhetjük-e? Az idevonatkozó egzakt számításokat H. D. URSELL végezte el 1927-ben és bebizonyította, hogy a fenti elhanyagolások az általunk használt közelítésben megengedettek.

4. Írjuk most az (1) alatti VAN DER WAALS-féle állapotegyenletet a következő alakba:

$$P = \frac{NkT}{V(1-b/V)} - \frac{a}{V^2} \approx \frac{NkT}{V} \left\{ 1 + \frac{Nb^*}{V} + \dots \right\} - \frac{N^2 a^*}{V^2} \approx \frac{kT}{v} \left\{ 1 + \frac{1}{v} \left(b^* - \frac{a^*}{kT} \right) \right\} \quad (26)$$

ahol $a^* = a/N^2$ és $b^* = b/N$ az egy molekulára vonatkoztatott VAN DER WAALS-féle állandókat jelöli. (25) és (26) összehasonlításával kapjuk, hogy

$$\frac{1}{2} \beta = \frac{a^*}{kT} - b^*. \quad (27)$$

Ezzel tulajdonképpen már megkaptuk a VAN DER WAALS-féle állandók statisztikai értelmezését. Az eddigi megfontolásaink azonban túlságosan általános síkon mozogtak és szemléletesebbé tehetjük megfontolásainkat, ha konkrét feltevés-elünk a molekulák kölcsönhatását illetően.

5. Tegyük fel, hogy a molekulák r_0 sugarú rugalmas gömbök, amelyek a rávolság m -edik hatványával fordítottan arányos vonzóerőt gyakorolnak egymásra. Az első feltevés azt jelenti, hogy valahányszor a molekulák középpontjai $r < 2r_0$ távolságra kerülnek egymáshoz, végtelen nagy taszító erő lép fel köztük. Feltéve továbbá, hogy $r = 2r_0$ pontban a molekulák közt fellépő vonzó potenciál értéke \mathcal{O}_0 és $m = 6$, akkor a potenciális energiára vonatkozó feltevésünk jó egyezésben van a tapasztalattal. Legyen tehát

$$\mathcal{O}(r) = \begin{cases} +\infty & 0 \leq r < 2r_0 \\ -\mathcal{O}_0 \left(\frac{2r_0}{r} \right)^6 & 2r_0 \leq r \leq \infty \end{cases} \quad (28)$$

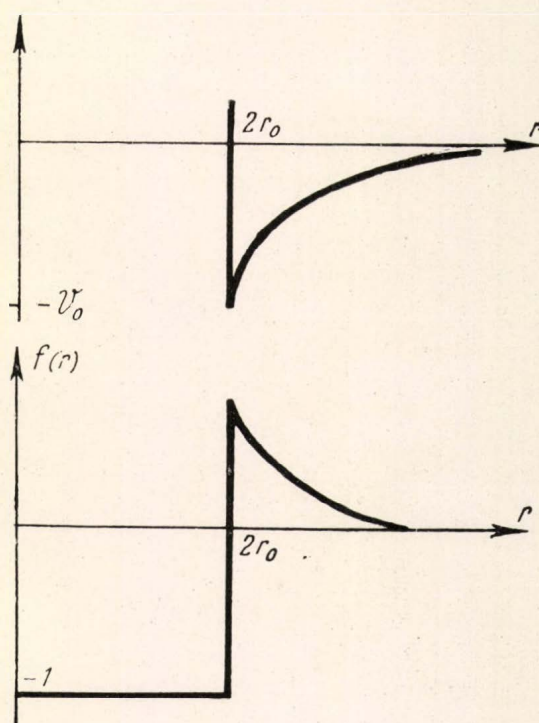
akkor a (11) alatt definiált $f(r)$ függvény explicit alakja

$$f(r) = \begin{cases} -1 & 0 \leq r \leq 2r_0 \\ e^{-V(r)/kT} - 1 & 2r_0 \leq r \leq \infty \end{cases} \quad (29)$$

és így (21) alapján

$$\begin{aligned} \beta &= -4\pi \int_0^{2r_0} r^2 dr + \\ &+ \int_{2r_0}^{\infty} \left[\exp \left\{ -\frac{\mathcal{O}_0}{kT} \left(\frac{2r_0}{r} \right)^6 \right\} - 1 \right] r^2 dr \end{aligned} \quad (30)$$

A $\mathcal{O}(r)$ és $f(r)$ függvények menetét — feltéve, hogy $\mathcal{O}_0 = \frac{1}{2} kT$ — a 4. ábrán tüntettük fel.



4. ábra

A (30) alatti első integrált ebben az esetben könnyen kiszámíthatjuk:

$$\beta^{(1)} = -\frac{4\pi}{3} (2r_0)^3 = -8 \frac{4\pi}{3} r_0^3 = -8 v_0, \quad (31)$$

ahol v_0 az r_0 sugarú molekula térfogata.

A második integrál interanduszát fejtsük sorba, akkor kapjuk, hogy

$$e^{-V(r)/kT} - 1 \approx + \frac{\mathcal{O}(r)}{kT} = \frac{\mathcal{O}_0 (2r_0)^6}{kT} r^{-6}, \quad (32)$$

tehát

$$\begin{aligned} \beta^{(2)} &= 4\pi \int_{2r_0}^{\infty} \left\{ e^{-V(r)/kT} - 1 \right\} r^2 dr = \\ &= 4\pi \frac{\mathcal{O}_0 (2r_0)^6}{kT} \int_{2r_0}^{\infty} r^{-4} dr = \\ &= \frac{1}{kT} \frac{4\pi}{3} (2r_0)^3 \mathcal{O}_0 = \frac{8 v_0 \mathcal{O}_0}{kT}, \end{aligned} \quad (34)$$

következésképpen

$$\frac{1}{2} \beta = \frac{4 v_0 \mathcal{O}_0}{kT} - 4 v_0. \quad (34)$$

Hasonlítsuk össze ezt az eredményünket a (27) alatti egyenletünkkel, akkor kapjuk, hogy

$$a^* = 4 v_0 \mathcal{O}_0 \quad \text{és} \quad b^* = 4 v_0, \quad (35)$$

teljes megegyezésben van a VAN DER WAALS-féle állandók kinetikai megalapozásával.

6. Végiggondolva a fenti okoskodást, könnyen beláthatjuk az alkalmazott módszer fogyatékságait. Először is ismételtén alkalmaztunk sorfejtéseinkben elhanyagolásokat, amelyek jogosultsága kétséges, ezen túlmenően a konfigurációs integrál kiszámításánál megálltunk a második tagnál, anélkül, hogy a további tagok nagyságrendjét megbecsültük volna. Várható ugyan, hogy a további tagok csupán kisebb korrekciót eredményeznek, erről azonban meg kell győződni. Egy további hiányosság az, hogy csak centrális kölcsönhatást tételeztünk fel a molekulák között, amiből következik, hogy dipolmolekulák esetén biztosan nem alkalmazható közelítésünk.

Ennek ellenére ez a módszer már tartalmazza az általános elmélet elemeit, amelyet — amint azt már fentebb említettük — URSELL dolgozott ki 1927-ben. URSELL elméletét MAYER írta át abba az alakba, amellyel fentebb megismertkedtünk. Az általános elmélet keretében nem kell más tenni, mint kiszámítani a konfigurációs integrálban szereplő sor további tagjait és — hogy poláris molekulákra is alkalmazható legyen az elmélet — a kölcsönhatási potenciált alkalmasabb alakban felvenni. Mindkét irányban megtörtént az elmélet általánosítása és ez az általánosítás figyelemre méltó eredményekre vezetett. Részint — az ideális bozon-gázok EINSTEIN-féle kondenzációjának analógiájára — lehetővé tette a MAYER-féle kondenzációelmélet kidolgozását, részint pedig — a kölcsönhatási potenciál ismeretében — módot adott a (2) alatti állapotegyenletben szereplő viriálegyütthatók kiszámítására.

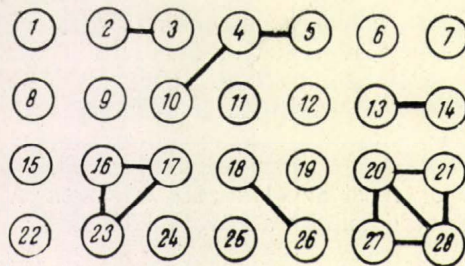
Messzire vezetne, ha a konfigurációs integrál kiszámítását részletesen akarnánk ismertetni. Ezért a továbbiakban csupán az elmélet gondolatmenetét vázoljuk, ez azonban elég lesz ahhoz, hogy a MAYER-féle módszer fizikai alapgondolatát megértsük.

Vizsgáljuk meg e célból a (13) alatti összeg általános tagját. Az általános tag az f_{ij} függvények valamilyen szorzata. Tüntessük fel a rajz síkjában a gázmolekulákat egy-egy körrel, amelybe írjuk be az egyes molekulák sorszámát és kössük össze egy-egy vonallal azokat a köröket, amelyeknek sorszáma az f_{ij} -kből álló szorzatok valamelyik tényezőjének indexeként szerepel. Ily módon a (13) alatti összeg minden egyes tagjához hozzárendelhetünk egy és csakis egy ilyen ún. konfigurációs diagrammot (l. pl. $N = 28$ esetben 5. ábrát).

Az összeg első tagjában nem szerepel f_{ij} függvény, tehát ehhez egy olyan konfigurációs diagramm tartozik, amelyben egyik kör sincs a másikkal összekötve.

Az összeg második tagjához olyan konfigurációs diagrammok tartoznak, amelyek mindegyikében

csak két kör van összekötve. Ezen diagrammok száma nyilvánvaló módon $N(N-1)/2$, hiszen ennyiféleképpen lehet összekötni az N kör közül kettőt egy vonallal, ill. a második tag ennyi összeadandóból áll.



5. ábra

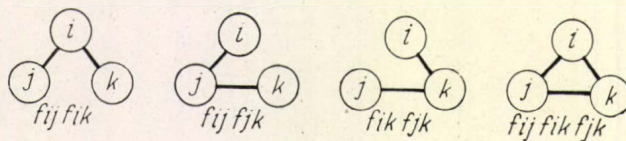
Ámde az f függvény a zérushoz tart, valahányszor az argumentuma (r_{ij}) elég nagy ($r_{ij} \gg 10^{-8}$ cm). A $Z(N)$ konfigurációs integrálhoz tehát csak azon molekulák kölcsönhatásai adnak járulékot, amelyeket a fenti konfigurációs diagrammon egyesnek kötnek össze, amelyeknek megfelelő f_{ij} függvény tehát az összeg tagjai közt fellép.

Ha szemügyre vesszük az összeg egyes tagjaihoz tartozó konfigurációs diagrammokat, akkor azt tapasztaljuk, hogy a további tagoknak megfelelő diagrammok (l. pl. az 5. ábrát) egymással összekötött körökből álló csoportokat, tehát egymással kölcsönhatásban álló molekula-csoportokat, *komplexe*ket találunk.

A legegyszerűbb komplexek azok, amelyek egyetlen molekulából állnak. Ezek nincsenek a többi molekulával kölcsönhatásban, mert az f függvény indexeiben nem fordulnak elő. Jelöljük ezeknek a számát a továbbiakban m_1 -gyel.

A két molekulából álló komplexek esetében a két molekula kölcsönhatásban van egymással, de nincs kölcsönhatásban a többi gázmolekulával és így a többi komplexszel sem. Jelöljük ezeknek a számát a továbbiakban m_2 -vel.

A három molekulából álló komplexek, pl. rögzített i, j és k indexek esetén négyféleképpen jöhetnek létre, amint azt a 6. ábrán feltüntettük. Ugyanitt feltüntettük azt is, hogy ezek az f_{ij} függvények milyen szorzathoz tartoznak.



6. ábra

A (13) alatti összegnek azok a tagjai, amelyekben ugyanazok a molekulák vannak egy csoportban (l. pl. a 6. ábrán feltüntetett szorzatokat) azzal a közös tulajdonsággal rendelkeznek, hogy csak akkor különböznek zérustól, ha a hozzájuk tartozó molekulák a konfigurációs térben igen közel esnek egymáshoz. A molekulák közt fellépő VAN DER

WAALS-féle erők rövid hatótávolsága miatt azonban gyakorlatilag csak a szomszédos molekulák lépnek egymással kölcsönhatásba, de adott komplex többféleképpen is létrejöhet. Gyűjtsük most össze az egyes komplexeket.

Legyen az l molekulából álló komplexek száma m_l . Tekintettel arra, hogy az összes gázmolekulák száma N , teljesülnie kell az

$$N = \sum l m_l \quad (36)$$

feltételnek.

Amikor a konfigurációs összeg kiszámításánál a (13) összeg egyes tagjait integráljuk, ezek az integrálok függetlenek lesznek azoknak a molekuláknak a helykoordinátáitól, amelyek különböző komplexhez tartoznak, hiszen az egyes komplexeket éppen úgy definiáltuk, hogy csak az egymással kölcsönhatásban álló molekulák tartozzanak az illető komplexbe, amelyek esetében tehát $f_{ij} \neq 0$. Egy-egy tag integrálja tehát a hozzátartozó komplexekre vett integrálok szorzataként állítható elő.

Értelmezzük mármost rendre a következő integrálokat:

$$b_1 = \frac{1}{V} \int d^3 r_1 = 1$$

$$b_2 = \frac{1}{2! V} \int \int f_{12} d^3 r_1 d^3 r_2 = \frac{1}{2} \int_0^\infty 4\pi r^2 f(r) dr$$

$$b_3 = \frac{1}{3! V} \int \int \int \left\{ f_{31} f_{21} + f_{32} f_{21} + f_{32} f_{31} + \right. \\ \left. + f_{32} f_{31} f_{21} \right\} d^3 r_1 d^3 r_2 d^3 r_3$$

és általában

$$b_l = \frac{1}{l! V} \int \dots \int \sum_{i \geq j \geq 1} \prod f_{ij} d^3 r_1 d^3 r_2 \dots d^3 r_l.$$

Ezeket az integrálokat *csoport-integráloknak* (cluster integral) nevezzük. A b_l csoport-integrál dimenziója: $[b_l] = V^{l-1}$. Az integrál előtt álló normálási faktort célszerűségi okokból vezettük be. A V -vel való osztással azt értük el — amint azt pl. b_2 esetében explicite is láthatjuk —, hogy a b_l -ek függetlenek a térfogattól. Az l -edik csoport-integrál olyan tagokból épül fel, amelyek legalább $l-1$ és legfeljebb $l(l-1)/2$ függvény szorzatából állnak.

Az első két csoport-integrál kiszámítása igen egyszerű. Nevezetesen az első definíciójánál fogva 1. A második integrált pedig az előzőleg már kiszámítottuk és közvetlenül beláthatjuk, hogy

$$b_2 = \frac{1}{2} \beta, \text{ ahol } \beta \text{ a (21) alatt definiált mennyiség.}$$

A többi csoport-integrál kiszámítása azonban igen bonyolult, ezért most nem részletezzük. Ezeket kis l -ekre S. H. HARRISON számította ki 1938-ban, nagy l -ekre pedig F. KURTH adott aszimptotikus formulákat 1951-ben és ugyanakkor a b_l -eket $l \gg 1$ esetben

a cseppfolyós fázis mérhető tulajdonságaival hozta kapcsolatba.

Függetlenül attól, hogy a b_l csoport-integrálok kiszámítása a valóságban jelentékeny nehézségekbe ütközik, tegyük fel, hogy ismerjük őket. Akkor már csak azt kell meghatározni, hogy az l molekulából álló komplexek mennyivel járulnak hozzá a konfigurációs integrálhoz. Ennek kiszámítása kissé hosszadalmas ugyan, de nem jelent különösebb nehézséget. Mindazonáltal itt most csak a végeredmény közlésére szorítkozhatunk, amely szerint az állapotegyenlet a következő alakba írható:

$$PV = NkT \sum_m a_m \left(\frac{N}{V} \right)^m, \quad (37)$$

ahol

$$a_0 = 1, \quad a_1 = -b_2, \quad a_2 = -2b_3 + 4b_2^2, \dots \quad (38)$$

Láthatjuk tehát, hogy ismerve a molekulák kölcsönhatási potenciálját, valóban explicit alakban felírhatjuk az állapotegyenletet.

7. Összehasonlítva ezt az eredményünket a (2) alatti általános állapotegyenlettel, a viriálegyütthatókra a következő kifejezéseket kapjuk:

$$B(T) = -Nb_2, \quad C(T) = -N^2 \{2b_3 + 4b_2^2\}, \dots \quad (39)$$

Ez az eredmény igen nagymértékben gazdagítja molekulafizikai ismereteinket. Hiszen feltéve egy-egy konkrét alakot a kölcsönhatási potenciálra és bevezetve ebbe néhány empirikus paramétert, a viriálegyütthatók mérési adataiból meghatározhatjuk ezen paramétereket; ily módon tehát igen megbízható kvantitatív felvilágosítást kaphatunk a molekulák közti kölcsönhatások erősségéről.

A molekulák közt fellépő erő potenciálját centrális kölcsönhatás esetén a LENNARD—JONES-féle potenciál írja le:

$$\mathcal{O}(r) = \frac{A}{r^n} - \frac{B}{r^m}, \quad (n > m; A > 0, B > 0). \quad (40)$$

Az A és B állandók helyett vezessük be új paraméterként a potenciálgödör mélységét (κ) és a molekulák (ill. atomok) „átmérőjét” (σ). Az utóbbit a $\mathcal{O}(\sigma) = 0$ egyenletből szokás meghatározni. Legyen $r^* = r/\sigma$, akkor (40) a következő alakba írható:

$$\mathcal{O}(r) = C \kappa \left\{ \frac{1}{r^{*n}} - \frac{1}{r^{*m}} \right\} \quad (41)$$

$$\left(C^{-1} = \left(\frac{m}{n} \right)^{\frac{n}{n-m}} - \left(\frac{m}{n} \right)^{\frac{n}{n-m}} \right).$$

Behelyettesítve ezt az eredményt az első viriálegyüttható kifejezéseibe, adott n és m esetén megkapjuk B -t mint σ és κ függvényét. Az ismeretes, hogy a molekulák kölcsönhatási potenciálja nagy r -ekre a távolság 6. hatványával fordítottan arányos, tehát $m = 6$. Ennek ismeretében LENNARD—JONES először is megállapította, hogy $8 \leq n \leq 12$. Legyen pl. $n = 12$, akkor B számított és mért érték-

kének összehasonlításából κ és σ értékére az 1. táblázatban összeállított értékeket kapjuk.

1. táblázat

Gáz	K (10^{-16} erg)	σ (10^{-8} cm)
A	165	3,4
Ne	49	2,7
He	14	2,6
N ₂	132	3,7
H ₂	51	2,9

Miután ily módon sikerült meghatározni a kölcsönhatási potenciál paramétereit, a potenciál ismeretében meghatározható a (2) alatti harmadik viriálegyüttható, a C stb. Gyakorlatilag csak a harmadik viriálegyütthatóra végeztek számításokat, ami lehetővé tette annak ellenőrzését, hogy sikerült-e a kölcsönhatási potenciált helyesen megállapítani. A helyzet az, hogy a $C(T)$ számított és mért görbéje közt az egyezés, ha nem is egészen kielégítő, de elfogadható. Számos probléma esetében megelégedhetünk a kölcsönhatási potenciál eme közelítésével, újabban azonban az érdeklődés középpontjába került ez a kérdés, mert nagy nyomás (robbanások) tanulmányozása esetén pontosabb közelítésre is szükség van.

Dr. Horváth János

Szegedi Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

Christian Huygens és a fény hullámelmélete

Sir C. V. Raman

Dr. Sir C. V. Raman, Nobel-díjas és Lenin-díjas tudós, az Indiai Tudományos Akadémia elnöke, a bangalori Raman Tudományos Kutató Intézet igazgatója szíves hozzájárulásával közöljük az alábbi tanulmányt, amely először a *Current Science* 1959. évi 2. és 3. számában, majd a *Proceedings of the Indian Academy of Sciences* 114. számában jelent meg.

1. Bevezetés

A világ, ahogyan tudomást szerzünk róla, fénysugarak útján rajzolódik elénk, amelyek a körülöttünk levő tárgyak pontjaiból indulnak ki, és szemünk retináján ezeknek a pontoknak képét hozzák létre — ez olyan megállapítás, amely nem szorul kiegészítésre akkor sem, ha látási képességünk fokozására optikai eszközök, mint távcső és mikroszkóp segítségét vesszük igénybe. Másképp kifejezve: a fénynek a mindennapi tapasztalatban adott viselkedése leírására elegendők a geometriai optika elvei, mégpedig: a fénysugár egyenes vonalban terjed; a beesési és a visszaverődési szög egyenlő; a fénytörés a sin-törvény szerint történik. Christian Huygens *Traité de la Lumière* c., 1690-ben megjelent híres könyvében kimutatta, hogy ezek a tapasztalatok megegyeznek azzal a hipotézissel, mely szerint a fény hullám-szerűen terjed tova a térben, s hogy az említett jelenségek valóban kielégítően magyarázhatók is ennek a hipotézisnek alapján. Huygens értekezése ezenkívül még sok jelentős dolgot tartalmaz. Alapos áttanulmányozása azt a benyomást hagyja az olvasóban, hogy a tudományos gondolkodás és előadás egy remekművével van dolga, amely maradandó értékkel bír, és tartós érdeklődésre tarthat számot.

A szerző által a fény diffrakciójára végzett bizonyos kísérleti kutatásokkal összefüggésben — amelyeknek eredményeit a „*Proceedings of the Indian Academy of Sciences*” fogja közölni — szükségesnek látszott Huygens eredeti eszméinek gondos tanulmányozása. A feladatot megkönnyítette, hogy a szerzőnek az eredetileg franciául írt értekezés Sylvanus P. Thompsontól származó angol fordítása állott rendelkezésére, amelyet a Chicago University Press adott ki 1912-ben. A vizsgálódás eredménye meglepő volt: kiderült, hogy Huygens eszméit a későbbi szerzők nem értették meg teljesen vagy éppen nem értették helyesen. Ennek a félreértésnek távolra ható következményei vannak. Különösen az ún. Huygens-elvre vonatkozólag találjuk, hogy későbbi szerzők olyan uton jártak, amelyre Huygens írásai nem jogosítanak fel. Ezeket a tapasztalatokat tekintve kíváncsúnak látszott egy olyan munka megjelenése, amely világosan mutatja be Huygens elgondolásait, majd kritikai vizsgálat tárgyává teszi későbbi szerzőknek olyan műveit, amelyek állítólag ezeknek az elgondolásoknak alapján állanak.

2. A fény természete

Könyvének első lapjain azokat a megfontolásokat adja elő Huygens, amelyek arra a következtetésre vezették, hogy fizikai természete szerint a fény mozgás, amely a fényforrásból minden irányban szétterjed a térben. Megállapítja, hogy a földön megfigyelhető fényforrások, mint a tűz vagy láng, nyilvánvalóan tartalmaznak sebes mozgásban levő testecskéket. Amikor továbbá a nap-sugarat homorú tükörrel összegyűjtve valamely

tárgyra vetítjük, ugyanaz a hatása lesz, mint a tűznek, vagyis szétválasztja az illető tárgy részecskéit. Természetes tehát az a feltevés, hogy a fény maga is valamiféle mozgás, és hogy fényérzet akkor keletkezik, ha ilyen mozgás éri az emberi szem hátsó részén levő idegeket. Megemlíti Huygens a rendkívül nagy sebességet is, amellyel a fény minden irányban szétterjed, valamint azt a tényt, hogy ha a fény különböző, sőt éppen ellenkező irányokból jön is, a fénysugarak akadály nélkül kölcsönösen átmennek egymáson. A tények azt mutatják, hogy a fény a téren áthaladó mozgás, nem pedig a fényforrásból a szembe jutó részecskék terjedése.

A fény nagy terjedési sebességének — amint Römernek a Jupiter holdfogyatkozásaira vonatkozó megfigyeléseiből ismert volt — valamint annak a ténynek magyarázatára, hogy a fény az üres téren is áthalad, egy fizikai modellnek, az „éteri” közegnek felvételét ajánlotta, amely lehetővé tenné a hullámoknak ilyen sebességgel való tovaterjedését. Feltételezte, hogy a tér étere igen nagyszámú, rendkívül apró és kemény gömbölyű részecskékből áll, amelyek szorosan érintkeznek egymással. Rugalmas szilárd golyók egymás közötti ütközésével végzett kísérletek azt mutatják, hogy a feltételezett tulajdonságokkal bíró közeg továbbítani tudná a hullámokat minden irányban, nagy sebességgel és oly módon, hogy az egyidejűleg különböző irányban haladó hullámok nem akadályozzák egymás terjedését. Huygens felismerte továbbá, hogy minden fénylő tárgy szükségképpen rengeteg fénykibocsátó centrumot tartalmaz, és hogy mindegyik ilyen centrumból a hullámok ezrei indulhatnak ki az elképzelhető legrövidebb idő alatt. Megmutatta, hogy ezek az elképzelések könnyebben érthetővé teszik, miért marad látható az emberi szem számára a távoli csillagok fénye annak ellenére, hogy az egyes hullámok elgyengülnek a roppant távolságokon való szétterjedés közben.

3. A fény egyenes vonalú terjedése

Az éter, mint a fényhullámok terjedésének magyarázatára ajánlott mechanikai modell azt is lehetővé tette Huygens számára, hogy egyszerű és kielégítő magyarázatot adjon arra a kérdésre: miért halad a fény a fényforrásból kiindulva egyenes vonalban. Ha elképzeljük, hogy a fényt át bocsátó közeg nagyszámú nagyon apró és nagyon kemény, gömb alakú, egymással szorosan érintkező részecskékből áll, ebből az elképzelésből következik, hogy amikor az eredeti forrásból jövő hullám áthaladás közben kimozdítja ezeknek a részecskéknél bármelyikét, az maga is úgy fog működni, mint egy hullám kiinduló pontja, amely minden irányban szétterjed belőle. Az ilyen partikuláris vagy elemi hullámok száma Huygens elképzelése szerint annyi, mint amennyi az eredeti hullámforrásból mint középpontból a tovaterjedés távolságával mint sugárral rajzolt gömbben levő

összes éterrészecskék száma. Az is evidens, hogy ezek az elemi hullámok, jóllehet igen nagy számmal vannak a gömb térfogatában, egyenként rendkívül csekély energiájúak volnának. Elméletileg feltételezzük, hogy megfelelő centrumaikból kiindulva minden irányban haladnak, de a valóságban, rendkívül gyenge voltak következtében minden elemi hullám hatása teljességgel elhanyagolható, azoknak kivételével, amelyek *egyidejűleg* érkeznek a megfigyelési helyre. Ez utóbbi esetben ui. szuperponálódnak, és hatásuk megfigyelhető eredménnyé összegeződik. A hullámok megérkezésének egyidejűsége s így hatásaik szuperpozíciója csak azoknál az elemi hullámoknál lehetséges, amelyek a közegnek az eredeti fényforrást és a megfigyelési pontot összekötő egyenesen levő pontjaiból indulnak ki. Az ilyen pontokból kiinduló és a megfigyelési pontba egyszerre érkező hullámok összegeződése eredményezi a megfigyelt fényhatást. Így az eredeti fényforrásból a megfigyelési pontba jutó fényt olyannak lehet tekinteni, mint amely a két pontot összekötő egyenesen haladt végig.

4. A fény visszaverődése és törése

Értekezésének második és harmadik fejezetében azokat a jelenségeket teszi Huygens vizsgálat tárgyává, amelyek akkor állnak elő, amikor az egyik közegen áthaladó fénysugár eléri a határfelületet, amely ezt egy másik közegtől elválasztja. Ezeknek a jelenségeknek vizsgálata közben többféle felmerülő kérdést tárgyal meg, mint pl.: miért átlátszóak egyes anyagok, s miért átlátszatlank mások; miért különbözik a fény sebessége valamely anyagi közegben és légüres térben; milyen vagy milyen lehet a két közeg közötti határfelület tényleges alakja?

A visszaverődésnek és a törésnek a hullámelmélettel való magyarázata egy gondolatlan alapszik, amelyet Huygensnek be kellett vezetnie, s amely szerint a két közeg közötti *határfelület elemei* partikuláris hullámok forrásaiként hatnak, melyek mindkét közegben tovaterjednek. A határfelülettől az első közegbe visszatérő elemi hullámokból épül fel a visszavert hullám, míg a második közegbe terjedők adják a „megtört hullámot”.

A fenti gondolatokon nyugvó egyszerű geometriai szerkesztés lehetővé tette Huygens számára, hogy megmagyarázza a visszaverődés közzismert törvényét. Feltételezve továbbá, hogy a második közeg átlátszó, és benne a fénysebesség más, mint az elsőben, hasonló geometriai szerkesztés arra az eredményre vezetett, hogy a beesési és a törési szög sinusának hányadosa állandó, s ez az arány megegyezik a két közegbeni terjedési sebességek arányával. A teljes visszaverődés jelensége is megnyugtató magyarázatot nyert. Huygens kimutatta továbbá, hogy szerkesztése közvetlenül vezet a Fermat-féle minimális idő elvéhez a fénynek különböző közegekben levő pontok között megtett útjára vonatkozólag.

5. Huygens hullám-optikája

Mielőtt a későbbi szerzőknek Huygens munkájára vonatkozó írásai taglalására térnénk át, célszerű lesz összefoglalni elméletének alapfogalmait. Huygens felállította és igyekezett bizonyítani azt a tételt, hogy amikor egy fényhullám hagyja el a fényforrást, a hullám minden kis része képes önállóan tovahaladni ugyanazzal a sebességgel, mint a többi; izotróp közegben ennek a terjedésnek iránya a hullámnormális, s ezért ez éppen a geometriai optikai értelemben vett fénysugár-irány. Ugyanez a gondolat az alapja Huygens magyarázatának a visszaverődésre és fénytörésre vonatkozólag is. Amikor egy tovaterjedő hullámfront felületelemei eléri a két közeg közötti határt, mindegyik ilyen felületelem a két közegben a visszavert ill. a megtört hullám felületelemeit hozza létre. Ez utóbbiak önmagukra merőleges irányban terjednek tovább, hogy egymáshoz tudjanak kapcsolódni, és folytonos hullámfrontot alakíthassanak. A Huygens által használt szerkesztési eljárás lehetővé teszi, hogy ezeket a követelményeket kielégítsük.

A fénynek inhomogén közegben való terjedése, amellyel Huygens tanulmányának negyedik fejezetében foglalkozik, szintén egyszerűen tárgyalható ezen az alapon. Ilyen közegben a hullámfront felületelemei önmagukra merőleges irányban terjednek a közegben elfoglalt helyzetüknek megfelelő sebességgel. Amint tovahaladnak, egyesülnek, s olyan hullámfelületet alakítanak, amely merőleges a fénysugár útjára az illető közegben.

Későbbi szerzők bírálták Huygensnek az értekezésében előadott érveit. Egyik gyakran hangoztatott megjegyzés szerint Huygens elméletéből a hullámfrontok hátrafelé mozgása is ugyanúgy következne, mint az előremozgás, s Huygens nem ad magyarázatot a visszafelé terjedés elmaradására. Ez a kritika azonban nem jogos, és félreértésen alapszik. Huygens homogén közegben *előrehaladó* hullámfront viselkedésével foglalkozott. Elméletében azok az elemi hullámok adják szuperpozíció révén a megfigyelt fényintenzitást, amelyek a fényforrás és a megfigyelő közötti egyenesen levő pontokból indulnak ki; hogy a megfigyelőhöz egyszerre érjenek, mindnek a fényforrástól *távolodva*, a megfigyelési pont *felé*, más szavakkal *előre*, a megfigyelő felé kell mozognia. Így a visszafelé haladás lehetősége eleve ki van zárva.

Másik, gyakran elhangzott kritika, hogy Huygens elmélete önkényes feltételezésen alapszik, ti. azon, hogy elemi hullámainak burkoló felülete mentén van csak észlelhető fényintenzitás. Ez a kritika is félreértésen alapul. Emlékeznünk kell rá, hogy Huygens nem volt még tudatában annak, hogy a fényhullámok periodikus zavarok meghatározott hullámhosszal. Ő azt tételezte fel, hogy a fény *individuális* hullámokból áll, amelyek a fényforrásból minden irányban szétterjednek, s az elméletében szereplő elemi hullámok ugyan csak ilyen természetűek. Véges intenzitásnak nagy-

számú, egyenként igen gyenge elemi hullám szuperpozíciója révén való képződése ennek megfelelően csak úgy lehetséges, ha *egyidejűleg* érnek a megfigyelési pontba. A Huygens művének első fejezetében szereplő ábra rendeltetése, hogy megvilágítsa az olvasó előtt a szövegben kifejtett érveléseket, nevezetesen, hogy a hullámfront minden pontjához nagyszámú elemi hullám érkezik *egy-szerre*, s alakítja ki ebben a pontban az intenzitást, míg maga az egész hullám úgy tekinthető, hogy elemi felületekből tevődik össze, amelyekben ugyanilyen módon épült ki a fényerősség. A későbbi fejezetekben, amelyek Huygensnek a visszaverődésre, törésre, valamint a fény inhomogén közegben való terjedésére vonatkozó elméletét fejtegetik, az ábrák annak szemléltetéséül szolgálnak, hogy az ezekből a folyamatokból származó teljes hullámfront hogyan épül ki elemi felületeiből. Az eredmény itt ismét egy „*individuális*” hullám, amely ezért helyesen írható le, mint a képződésében részt vevő elemi hullámok burkoló felülete.

6. Huygens elemi hullámjai

Mivel az elemi hullámok fogalma, amelyet értekezésében Huygens bevezetett, jelentős szerepet játszott a fizikai optikában, kíváncsiak lesz az egy kissé részletesebben szemügyre vennünk. Bár ugyanazok a szavak tanulmányának több fejezetében előfordulnak, meg kell jegyezni, hogy nem minden esetben szerepelnek azonos jelentéssel. Az első fejezetben, amely a fény egyenes vonalú terjedését igyekszik megmagyarázni, az elemi hullámok mint a fényt továbbító közeg feltételezett diszkrét struktúrájának következménye jelennek meg; a közeg minden egyes részecskéje mint ilyen hullámok forrása szerepel. A második és harmadik fejezet szerint az elemi hullámok akkor keletkeznek, amikor a hullám eléri a különböző tulajdonságú két közeg határát. A határfelület elemeit tekintjük itt mint elemi hullámok forrásait. Mivel különböző sebességgel haladnak, különböznek egymástól a két közegben. A negyedik fejezetben, amely a fénynek inhomogén közegben való terjedésével foglalkozik, az elemi hullámok úgy szerepelnek, mint amelyek az ilyen közegben haladó hullámfront felületelemeiből indulnak ki.

Ha a fényt közvetítő közeg üres tér volna, az a feltételezés, hogy diszkrét részecskékből áll, amelyek elemi hullámok forrásaiként működnek, nehezen volna igazolható. Anyagi közegek esetén azonban kellően indokolt az a feltevés, hogy diszkrét atomjai, amelyekből áll, szekunder vagy elemi hullámok forrásaiként működhetnek. Ekkor viszont ezek az elemi hullámok erősítenék egymást a primér hullám haladási irányában, s egyúttal beleolvadnának abba, míg más irányokban interferálnának egymással, és kioltanák egymás hatását. Tehát egyik esetben sem volnának megfigyelhetők. Ezekben a megfontolásokban az elemi hullámok fogalmát hipotétikusnak vagy

virtuálisnak lehet csak tekinteni, nem megfigyelhető vagy fizikai realitásnak. Ugyanezeket a megjegyzéseket lehetne alkalmazni a fénynek inhomogén közegben való terjedésére is. Amint már említettük, ez a részletkérdés valóban egyszerű módon volna tárgyalható az elemi hullámok fogalmának felhasználása nélkül. Végül tehát csak azok a jelenségek maradnak, amelyek akkor állanak elő, amikor a fény két anyagi közeg határához ér. Huygens szerkesztése olyan természetes és meggyőző módon magyarázza a visszaverődés és törés geometriai törvényeit, hogy nehéz ellenállni annak a következtetésnek, hogy az elemi hullámokról alkotott fogalmi jól megalapozottak, s azok fizikai realitások ezekben a különleges esetekben.

7. Az ún. Huygens-féle elv

A fenti fejtegetésekből világosan látszik, hogy Huygens eszméit nem értették meg és értékelték tökéletesen későbbi szerzők. Nem meglepő tehát, hogy az egész később kiadott hatalmas irodalom, amely azzal az igénnyel lép fel, hogy Huygens eszméinek alapján álljon, a valóságban egészen más alaphoz indul ki. Világosan mutatja ezt az a tény, hogy a matematikusok, akiknek célja „a Huygens-elv szigorú megfogalmazása” volt, éppen azokkal az esetekkel foglalkoztak, amelyekben az elemi hullámokra vonatkozó Huygens-féle elképzelésnek nincs értelme vagy jogosultsága, vagyis struktúramentes, homogén kontinuumban levő fényforrásból kiinduló hullámok zavarosan terjedésével.

A Kirchhofftól származó ismert formula jó például szolgál ezekre a megjegyzésekre. Itt a forrás hatására a megfigyelési pontban keletkezett zavart egy zárt felületre vonatkozó integrál fejezi ki, amelybe a megfigyelési pont beletartozik, de a forrás nem. A felület minden elemi területe úgy jelenik meg, mint forrás, amelyből a kibocsátás irányával változó amplitúdójú hullámok indulnak ki. A forrást a megfigyelési ponttal összekötő egyenes adja a maximális amplitúdójú irányt azoknak a hullámoknak számára, amelyeket a pontok közötti szakaszon levő felületelemek sugároznak ki, s egyben a zérus amplitúdójú irányt azon felületelemek számára, amelyek ugyanazon az egyenesen vannak, de az *ellenkező oldalon*. Kirchhoff formulája, amint ténylegesen kialakult, hang-

hullámokra vonatkozott, és a fényre való kiterjesztésére irányuló kísérletek nem jártak sikerrel. De jelenlegi érdeklődésünk nem is a formula matematikai problematikájára, hanem a tárgy fizikai tartalmára irányul. A formulának összekapcsolása Huygens nevével — a hullámelmélet megalapítója iránti tiszteletből — természetesen a fizikusok egész nemzedékeit késztette arra, hogy tisztelettel tekintsenek rá. Az előbbi megjegyzésekből azonban világos, hogy Kirchhoff közeledése ehhez a tárgyhoz egészen más, mint Huygensé. Ezért ezt kell kérdeznünk: Valóban van Kirchhoff formulájának jelentősége? Támaszthat-e igényt az érvényességre, illetőleg elfogadható-e az elméleti optika álláspontjáról? Vizsgáljuk meg ezeket a kérdéseket!

Amint már megállapítottuk, Huygens ragyogó sikereinek egyike a fényvisszaverődés és törés geometriai törvényeinek értelmezése. Az elemi hullámokról alkotott fogalma ennél az esetnél nyeri legvilágosabb és legelfogadhatóbb alakját: a fizikai határfelület minden egyes eleme elemi hullámok forrásaként működik. Mivel ezek a hullámok a két közegben különböző sebességgel haladnak, különbözőnek kell őket tekintenünk. Más szavakkal az elemi hullámok mindegyik közegben félgömb alakúak, s jelentékeny fizikai probléma meghatározni a hullámok amplitúdójának függését az ezeknek a félgömböknek felületén vett iránytól. Feltehetően maximális lesz a határfelületre merőleges irányban és zérus az azzal párhuzamos irányban. Másrészt a Kirchhoff-formula általánossága arra utal, hogy nincs fizikai érvényessége vagy jelentősége. Nem lehet ui. semmiféle okot találni vagy megnevezni arra, hogy folytonos, struktúramentes közegben tetszőleges irányba állított felületelem miért viselkedne olyan szekundér hullámok forrásaként, amelyek ehhez az irányításhoz viszonyított speciális tulajdonságokat mutatnak fel. Amennyiben az elemi vagy szekundér hullámok fogalmának egyáltalán van jelentősége, a hullámoknak fizikailag felismerhető eredettel kell bírniuk, pl. a fizikai tulajdonságokban fennálló helyi diszkontinuitással. Ilyennek hiányában elveszti a formula minden fizikai tartalmát. Kirchhoff formulája tehát matematikai absztrakciónak bizonyul, amely fenntartással használható a fizikai optika tényleges problémáival kapcsolatban.

(Fordította: Dr. Buvári András)

A fotonrakéta lehetősége

Utazás a Naprendszeren túl

Az ember még csak most készül arra, hogy első önálló lépését megtegye a földi légkörön túl, hogy elhagyja ezt a bolygóhajót, amelyen millió esztendeje utazik térben és időben. Ma még csak a legközelebbi égitestre, a Holdra való utazás lehetőségeit méregeti, de gondolatai már messzebb szállnak, a csillagok közé.

Nagyjából tudjuk, milyen viszonyok várják a jövőbeni űrhajósát a Naprendszer bolygóin és bolygóholdjain. Sívár, ellenséges körülmények; alig „kellemesebbek”, mint pl. egy többezer méteres óceán mélyén. Gadowski, varsói csillagászprofesszor arra a következtetésre jutott ugyan, hogy 17 fényévnyi távolságon belül legfeljebb 16 csillag van, amelynek környezetében a miénkhez hasonló életkörülmények alakulhattak ki, de remélhető, hogy sok, ma még ismeretlen bolygón barátságos életfeltételek fogadnák Földünk hírnökét.

Elérhetjük-e azonban valaha is ezeket az emberi élet időben eléggé szűkre szabott keretei között. Ime, néhány távolságadat:

Hold	1 fénymásodperc
Legközelebbi bolygó (Vénusz)	2,2 fénypere
Nap	8,3 fénypere
Naprendszer határa (Plutó)	5,5 fényóra
Legközelebbi csillag (Proxima Centauri)	4,25 fényév
Tejútrendszer centruma ...	20 000 fényév
Legközelebbi extragalaxis (Androméda-köd)	1,51 millió fényév
Legtávolabbi lefényképezett extragalaxis	10 milliárd fényév

Jelenlegi legjobb rakétáink elérik a 11 km/sec sebességet. Ha ehhez hozzáadjuk a Föld keringési sebességét, a 30 km/sec-ot, ez már majdnem elegendő ahhoz, hogy a rakéta kiléphessen a Naprendszer vonzóköréből (a szökési sebesség 42 km/sec). Ez a szökési sebesség a fénysebesség 7000-ed része. Ilyen sebességgel már hónapok alatt eljuthatunk a Naprendszer bolygóira, de a legközelebbi csillaghoz 30 000 évig tartana az utazás.

Azt gondolhatnánk, hogy kellő teljesítőképességű rakétával, kellő energiabefektetéssel tetszőlegesen nagy rakétasebességek elérhetők, tehát nagy távolságra tetszőlegesen rövid idő alatt eljuthatunk. Azt szeretnők az alábbiakban röviden megvizsgálni, milyenek ezen a téren az elvi és a gyakorlati lehetőségek.

A legközelebbi csillag 4,25 fényévre van tőlünk. Ez még szerencsés körülmény, mert a csillagok átlagos távolsága a Tejútrendszerben 10 fényév. Viszont egy-két évtized az a maximális utazási idő, amelyet egy űrexpedícióra számhatunk, hacsak nem akarunk többgenerációs utazásra berendezkedni. Ebből logikusan következik, hogy a rakéta-

nak a fény sebességét kell megközelítenie, hogy a legközelebbi bolygórendszereket utasa meglátogathassa. Ez két problémát vet fel: a relativisztikus fizika alkalmazásának a szükségességét az útiterv kidolgozásakor és olyan rakéta-hajtómű létesítését, amely lehetővé teszi a fénysebesség megközelítését. Vegyük sorra mindkét problémát.

Az időtartamok kérdése

A klasszikus fizika szerint elég erőteljes és tartós gyorsítás mellett egy test (jármű) sebessége elvileg minden határon túl fokozható; így az indulási hely és a távoli célpont közt az út megtételéhez szükséges idő tetszőlegesen lecsökkenthető. A relativitáselmélet alapkísérleteiből viszont egyértelműen következik, hogy egyetlen test sebessége sem szárnyalhatja túl a fénysebességet ($c = 300\,000$ km/sec $= 10^{10}$ km/óra $= 1$ fényév/év). A Proxima Centauri 4,25 földi évnél, a Fiastyúk csillagai 500 földi évnél hamarabb nem érhetők el. Azt jelenti ez, hogy a relativitáselmélet elvi korlátot állít az emberi életkor folyamán megjárható távolságok elé? A fénysebesség megközelítése után minden további gyorsítóerő, minden további energiabefektetés hasztalan?

Nem így van. Tekintsünk egy űrhajót, amely elindul a Földről, viszonylag rövid idő alatt felgyorsul v sebességre, ezután hajtóművét kikapcsolva egyenesvonalú, egyenletes mozgással utazik tovább a térben. Az űrhajón eltelt t_0 időtartam és a Földön mért t_f időtartam közt a tehetetlenségi rendszereket összekötő Lorentz-transzformáció a következő összefüggést adja:

$$t_f = \frac{t_0 - \frac{v}{c^2} x_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (1)$$

x_0 az összehasonlított két esemény távolsága az űrhajón mérve. Ha mindkét esemény az űrhajóval kapcsolatos (pl. az indítási meghajtás kikapcsolása és az érkezési fékezés bekapcsolása), akkor, $x_0 = 0$, tehát

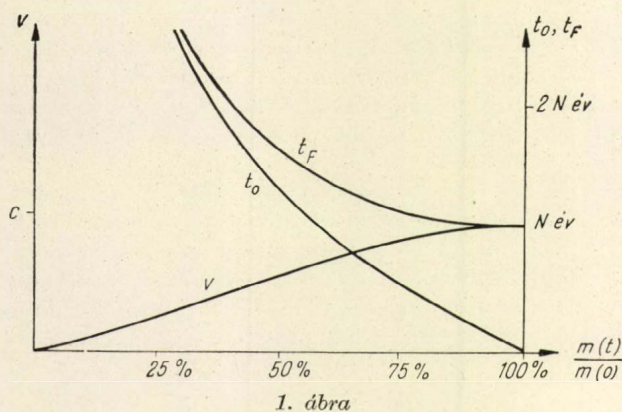
$$t_f = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2)$$

Igaz tehát, hogy az utazás időtartama földi mértékben (t_f) nem csökkenthető minden határon túl, de az űrhajón eltelt t_0 utazási idő igen, t_0 annál rövidebb lesz, minél szorosabban megközelíti a v sebesség a c fénysebességet. Látjuk tehát, hogy bár a fénysebességhez közeledve a hajtómű működése a sebesség észrevehető fokozásában már nem jut ugyan kifejezésre, de az utazási időt lényegesen csökkenti. Végző soron tehát kifizetődik. Az x távolság befutásához szükséges idő az utas számára

$$t_0 = t_f \sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{x}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (3)$$

Eszerint t_0 tetszőleges kicsire szorítható, ha $v \rightarrow c$ (1. ábra). Hogy nagy sebességgel rövid életű képződmények is hosszú utat tehetnek meg, azt a megfigyelés teljes mértékben igazolja. Gyorsan bomló részek sokkal hosszabb pályát futnak be, mint amennyi földi nyugalomban mért élettartamuknak és a fénysebességnek a szorzata. A kozmikus sugárzás által kiváltott müonok 30 km magasságból eljutnak a tengerszintre, noha nyugalmi élettartamuk mindössze $2 \cdot 10^{-6}$ sec.

Ezt a jelenséget gyakran úgy értelmezik, hogy az űrhajón „lelassul” az órák járása (a homokóraké csakúgy, mint az atomóraké), de óvatosan hozzáteszik: lehet, hogy az életműködésekre ez a lelassulás nem vonatkozik. Ez a felfogás azonban ellentmond a relativitáselmélet alaptörvényeinek. Valójában a Földön ugyanolyan gyorsan telik az idő a földlakó számára, mint az űrhajón az asztro-nautának. Ez azt jelenti, hogy a Földön az ingaóra, az atomi rezgés, a szívverés és minden más folya-mat ritmusaránya ugyanaz az érték, mint az űrhajón végbemenő azonos folyamatoké. (Ha az óra-kegyesség szaporasága a szívveréshez képest menet-közben lecsökkenne, ez objektív mértéke volna az űrhajó abszolút sebességének és a maximális vi-szonyyszám kitüntetné az abszolút nyugalmat. Ez pedig nem létezik.)



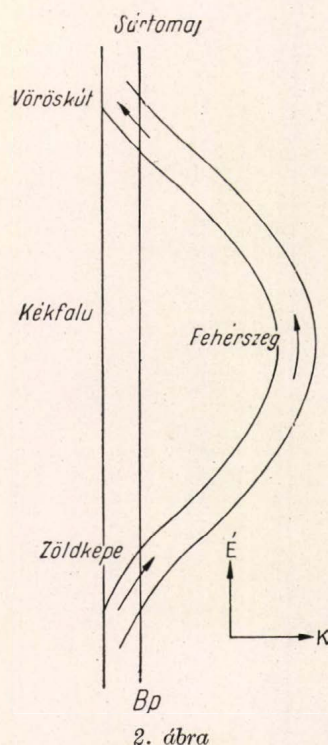
1. ábra

A v sebesség, az N fényév távol levő cél eléréséhez szükséges t_F idő földi mértékkel mérve és az asztro-nauta „tényleges” t_0 utazási ideje, mint a tömegarány függvénye fo-tonrakéta ($w = c$) esetén

Elindul tehát egy űrhajós képzeletbeli rakétáján közel a fény sebességével, kiköt egy sokszáz fényév messze levő égitesten, majd ereje teljében visszaér a Földre. Itt maradt ikerestvére, de még annak unokái is régen megöregedtek és meghaltak. Mindkettőjük számára egyforma gyorsan telt az idő, mégis az űrhajós órájának mutatója kevesebbszer fordult körbe, mint a földi óráké. Nem abszurdum ez? (Szokásos ellenérv, hogy a Földről nézve látjuk az űrhajóst fiatalabbnak. De miért nem fordítható meg az érvelés, miért nem nézzük az űrhajó egyenrangú tehetetlenségi rendszeréből, ahonnan a földlakót kellene fiatalabbnak találnunk? Ez pedig nyilvánvaló ellentmondás lenne!)

A kérdés megvilágítása végett vegyük a követ-kező hasonlatot: Két ember két Moszkvics autón

elindul Budapestről Sártomajra. Megállapodás szerint úgy szabályozzák menetsebességüket, hogy a benzinfogyasztás mindkettőjükénél 0,08 liter/km legyen. Elbúcsúznak, majd másnap Sártomajon

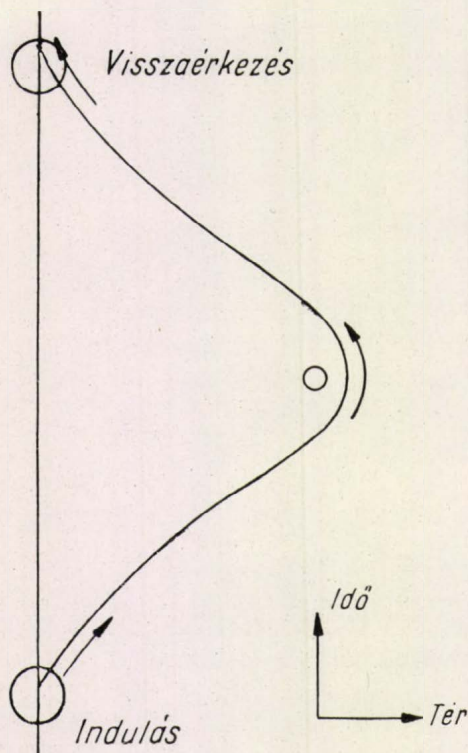


2. ábra

összetalálkoznak. Beszélgetésük közben kiderül, hogy egyikük 2,3 liter, a másik 3,8 liter benzint használt el a Budapest-Sártomaj távon. Nem hisznek fülüknek, hiszen benzinfogyasztásuk üteme azonos volt, mégis mást mutat a mérőóra találkozáskor, noha induláskor nem volt köztük különbség. További beszélgetésük során az egyik panaszkodni kezd az éles kanyarokra, a másik viszont mit sem tud róluk. Kiderül, hogy az egyik Fehérszegen át, a másik Kékfalun át utazott. Előveszik a térképet és minden világossá válik: nem ugyanazt az utat futották be. Amelyik több benzint fogyasztott, az végső soron joggal okolja a zöldkepei, fehérszegi, vöröskuti kanyarokat a többletfogyasztásért, noha a kanyar pár métere alatt az autó alig észrevehető benzinmennyiséget használt el.

Hasonló a magyarázata a relativisztikus idő-különbségnek. A relativitáselmélet mutatott rá arra, hogy a természetben lejátszódó események színtere a négydimenziós (x, y, z, t) világ és ebben az utazási idő nem a kezdő és végesemény által meghatározott abszolút, hanem a mozgás világ-vonalától függő mennyiség (akárcsak a klasszikus fizikában a benzinfogyasztás vagy a munka). Ha az űrhajó mozgását téridőben szemléljük, észrevehető eltérést találunk a Föld egyenes világvona-lától. Az induláskor, forduláskor és érkezéskor be-következett gyorsulás objektíven megkülönbözteti az asztro-nautát Földön maradt ikerestvérétől. Különösen akkor tapasztalta az űrutas, ha tengeri betegsége hajlamos. A földi ember tehetetlenségi

mozgást végzett, őt tengeri betegség nem fenyegette. A két iker tehát fizikai szempontból nem egyenrangú s ezért van az, hogy az asztronauta iker kitüntető módon kevesebbet öregedett. A ki-



3. ábra

tüntettséget a gyorsulási periódusok objektíven jelezték számára, végső soron ennek köszönhető fiatalon maradását is, noha a gyorsulási periódusok a sokéves utazási időből csak néhány napot tettek ki és hogy az időeltérés kiszámításánál a világ-vonal egyenes szakaszaira érvényes Lorentz-transzformációs képleteket alkalmaztuk (akárcsak az elágazó országutakon az egyenesekre érvényes trigonometriát). A relativitáselméletnek az „iker-paradoxon” néven emlegetett következtetése egyszerű geometriai következmény, s azonnal elveszti misztikus paradoxon jellegét, ha a mozgást a négydimenziós világban szemléljük. Amint a „benzin-paradoxon” is elemi geometriai úton volt magyarázható a kétdimenziós autótérkép kiterítésének pillanatában.

Rakétatípusok

Térjünk át ezután a fénysebesség megközelítésének technikai lehetőségeire.

A rakéta által elérhető végsebességet ismert módon az anyag kidobási sebessége és a rakétaműködés során kidobott tömegnek a felgyorsított tömeghez való viszonya szabja meg. Ez az összefüggés a nem-relativisztikus sebességek tartományában a következőképpen nyerhető:

Jelölje t időpillanatban a rakéta tömegét $m(t)$, sebességét $v(t)$. A rakétatömeg csökkenése dt

idő alatt $-dm$. A kidobott $-dm$ tömeg a rakétához képest w sebességgel mozog, tehát w a rakétahajtómű által megszabott állandó kidobási sebesség (a kidobott anyag relatív sebessége). dt időeltéréssel a rakéta tömege $m + dm$ értékre csökken ($dm < 0$), sebessége pedig $v + dv$ -re nő. Az impulzustétel szerint az impulzusok összege t és $t + dt$ időpontban ugyanakkora, tehát

$$mv = (m + dm) \cdot (v + dv) - (v - w) dm; \quad (3)$$

innen

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{dm}{dt}(v - w). \quad (4)$$

A t idő alatt elért végsebesség

$$v(t) = -w \int_0^t \frac{dm}{m} = w \log \frac{m(0)}{m(t)}. \quad (5)$$

A v sebesség eléréséhez szükséges tömegarány adott w kidobási sebesség mellett

$$\frac{m(0)}{m(t)} = e^{v/w}. \quad (6)$$

Látható innen, hogy a végsebesség elsősorban a kidobási sebességtől függ és csak másodsorban (logaritmikusan) attól, indulási tömegének hányadrészét dobja ki menetközben a rakéta. A kidobási sebesség sokszorosának eléréséhez elérhetetlenül nagy tömegarányok kellenek. Pl. $v = 10w$ esetén $m(0)/m(t) = 22026$; ez egyelőre még többlépcsős rakétával is a megvalósíthatóság határának tűnik.

Ha v megközelíti a fénysebességet, a klasszikus mechanika törvényszerűségei természetesen nem alkalmazhatók, hanem a relativitáselmélet képleteivel kell számolnunk. A

$$\Delta x = \frac{\Delta x' + v \Delta t'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v}{c^2} \Delta x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (7)$$

Lorentz-transzformációs képleteket egymással osztva kapjuk a sebességek összetevésének

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\frac{\Delta x'}{\Delta t'} + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{\Delta x'}{\Delta t'}} \quad (8)$$

formuláját. A rakéta (vesszős) koordináta-rendszerében a kidobott anyag sebessége (a relatív sebesség) $\frac{\Delta x'}{\Delta t'} = -w$; ugyanez a sebesség a Földről nézve

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{v - w}{1 - \frac{vw}{c^2}} = u. \quad (9)$$

Ezt figyelembe véve a (4) képlet relativisztikus mozgássebességek esetén így módosul:

$$\frac{d}{dt} \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{(dm'/dt) \cdot u}{\sqrt{1-u^2/c^2}} \quad (10)$$

A (10) képletből kiindulva most (6) helyett az

$$\frac{m(0)}{m(t)} = \left(\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \right)^{\frac{c}{2w}} \quad (11)$$

tömegarány-képlethez jutunk. (m mindig nyugalmi tömeget jelöl, c pedig a fénysebességet jelenti). dm' a kilökött üzemanyag energiafelszabadulás miatt lecsökkent nyugalmi tömege: $dm' = -dm\sqrt{1-w^2/c^2}$.)

A (11) képletből látható, hogy véges $m(t)$ tömegnek $v = c$ fénysebességre való felgyorsítása csak $m(0) = \infty$ kezdeti tömeggel volna elérhető, minthogy $w \leq c$. Az adott végsebesség eléréséhez szükséges tömegarány most is döntő módon a w kidobási sebességtől függ. Megjegyezzük, hogy $c/w \gg 1$ és $c/v \gg 1$ esetén (11) átmegy (6)-ba.

A legközelebbi csillagok elérésének feltétele, hogy $v \sim c$ legyen. Nézzük meg, milyen tömegarányokkal lehet ezt megvalósítani. Vegyük sorra az egyes lehetséges hajtóműtípusokat.

A. *Kémiai hajtás* esetén a w kiáramlási sebesség az égéstérbeli hangsebesség nagyságrendjébe esik; néhány km/sec nál nagyobb nem igen lehet. Legyen például a kiváló értéknek számító $w = 3$ km/sec. Ekkor $v = \frac{9}{11}c$ eléréséhez

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 10^{50000} \quad (12)$$

tömegarány kellene. Látjuk ebből, hogy a kémiai hajtóanyagokkal a fénysebesség megközelítése gyakorlatilag lehetetlen.

B. *Atomhajtóművű termikus rakéta* esetén elvileg előnyösebb lehet a helyzet. Maghasadás és magfúzió alkalmával az atommagok nyugalmi tömegében lekötött energiának mintegy ezreléke alakul át mozgási energiává. Ha ezzel sikerül az atomüzemanyagot egyirányú mozgásba hozni, az

$$\frac{0,999 dmc^2}{\sqrt{1-w^2/c^2}} = dmc^2$$

egyenlet értelmében $w = c/\sqrt{500} = 1300$ km/sec kiáramlási sebesség elérhetőnek látszik. Ez $v = (9/11)c$ végsebességet

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 10^{11} \quad (13)$$

tömegviszony mellett lehetővé tesz. Még mindig igen nagy, noha (12)-nél jóval szerényebb érték.

C. *Plazmahajtómű* esetén ionizált gázt elektromágneses erővel gyorsítanak fel; ez w további fokozását teszi lehetővé a termikus (égéssel táplált) értéken túl. A kis hajtóműtömeg és a nagy tolóerő kérdése azonban még elvileg sincs megoldva.

D. *Ionrakéta* esetében hasonló a helyzet. Itt pozitív nehéz ionokat gyorsítanak fel egészen a

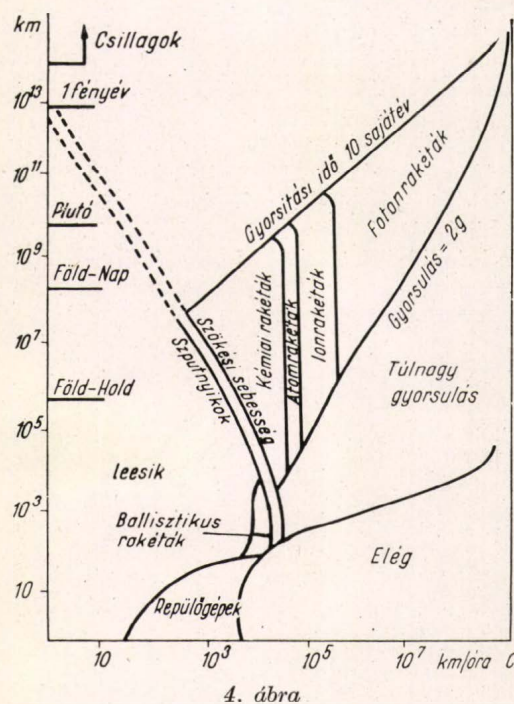
fénysebesség nagyságrendjéig. Kísérleti hajtóművel kilopond nagyságrendű tolóerőt ilyen módon elértek, de csak laboratóriumi viszonyok között.

E. *Fotonrakéta* jelentenén az ideális megoldást. Ebben az anyagkidobás egyirányú elektromágneses sugárzás formájában maximális, $w = c$ fénysebességgel történhetné. (11)-et felhasználva a fotonrakéta v sebességű felgyorsításához szükséges tömegarány

$$\frac{m(0)}{m(t)} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} \quad (14)$$

Pl. a fénysebesség 82%-át ($v = \frac{9}{11}c$) egy foton-

rakéta már $\sqrt{10} = 3,16$ -os tömegarány mellett elérhetné. Ha tehát egy rakéta indulási tömegének egyharmadát képes volna fény alakjában reflektorszerűen kisugározni, a fénysebesség 82%-át túllepne. Ha pedig tömegének 90%-át sugározna ki hátrafelé, a fénysebesség 98%-a elérhető volna. Ezzel a legközelebbi csillagra az utazás oda és vissza egy évtizeden belül már megvalósítható lehet. Ezért hangoztatják sokan, hogy a csillagok közti utazások elengedhetetlen feltétele a fotonrakéta megvalósítása.



4. ábra

Az elvi lehetőségeket áttekinthetően ábrázolja az Eugen Sänger által összeállított diagram, amely kettős logaritmikus skálán tünteti fel az elérhető távolságokat és lehetséges sebességeket. Az űrhajózás lehetőségeit ezen a diagramon egy nagyjából háromszög alakú tartomány ábrázolja, amelyet a szökési sebesség, az emberileg elviselhető gyorsulási határ (2g) és az emberileg reális gyorsítási időtartam (10 sajátév) határol.

Ha az emberélet határa által megszabott idő alatt csillagászati távolságokat akar az asztronauta befutni, lehetőleg nagy intenzitású fénysugárzást kell kidobnia. Megfelelő mértékű gyorsulás eléréséhez a kozmikus fotonrakéta hajtóművében a fénynyomásnak legalább néhány kp/cm^2 -nek kell lennie. Ekkora fénynyomás a fekete sugárzóban $100\,000\text{ K}^\circ$ körül lép fel, amikor a sugárzás intenzitásának maximuma a röntgentartományba esik.

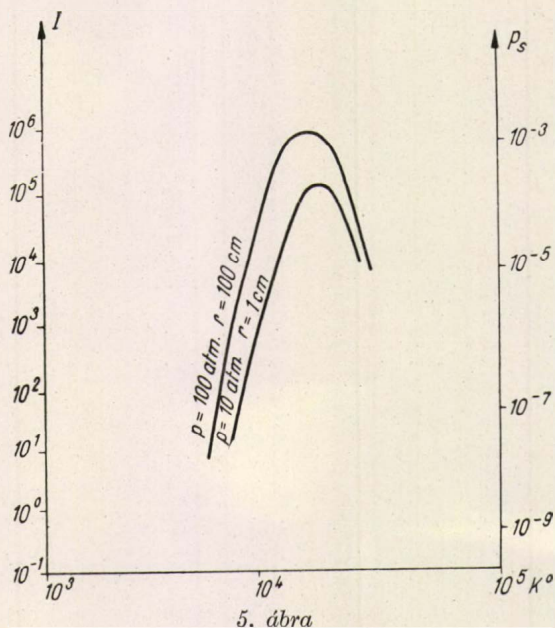
Ilyen magas hőmérsékleten az anyag már plazmaállapotban van: a heves hőmozgás következtében a kristályrács felbomlott, a molekulák disszociálódtak, az atomok legnagyobb része elvesztette elektronjainak többségét. A gáz elektronok, ionok és esetleges semleges atomok keveréke. Stacionárius állapotban a semleges atomok száma átlagban állandó: amennyi elektron és ion időegység alatt átlagban semleges atommá egyesül (rekombinálódik), az élénk hőmozgás következtében átlagban ugyanannyi atom ionizálódik. Az ilyen plazma sugárzása az atomok vonalas sugárzásából és a folytonos rekombinációs sugárzásból tevődik össze. (Ebben az utóbbi esetben az atomról leszakadt elektron a folytonos energiatarományból a kötött, kvantumos állapotba megy át, folytonos spektrum kisugárzása közben.)

A hőmérséklet növelésekor a semleges atomok számának csökkenése miatt lecsökken a vonalas sugárzás intenzitása (ugyanakkor az ütközések, az elektromos kölcsönhatás, a Doppler-hatás stb. következtében a vonalak jelentősen kiszélesednek), a folytonos sugárzás dominálóvá válik. 10^5 – 10^6 K° körül a plazma sugárzása szinte kizárólag rekombinációs és fékezési sugárzásból áll. Ilyen magas hőmérsékleten azonban a hőmozgás követ-

kezében rendkívül valószínűtlen lesz az ionok és elektronok rekombinációja s ennek folytán a sugárzás intenzitása lecsökken. Az intenzitás erős lecsökkenése annál alacsonyabb hőmérsékleten következik be, minél kisebb az elem rendszáma.

Problémát okoz az is, hogy a hőmérséklet növelésekor erősen megnő a plazma nyomása vagy megfordítva: ha a plazmát magas hőmérsékletre hevítve technikailag megvalósítható nyomáson akarjuk tartani, nagyon kicsi lesz az 1 cm^3 -ben foglalt sugárzó részek száma. Megfelelő sugárnyomás eléréséhez tehát a plazmatérfogot méreteit kell növelni. A viszonyokat hidrogénplazmára az ábra tünteti fel. Látható, hogy a technikailag jól kezelhető nyomás és méret mellett a hidrogénplazma sugárzása néhányszor $10\,000\text{ K}^\circ$ körül szolgáltat maximális tolóerőt. Sajnos, ez a sugárnyomás oly kicsi, hogy ilyen hajtóművel a fénysebesség megközelítése egy emberöltőnél hosszabb ideig tartana. A sugárnyomás megfelelő fokozása a plazmatérfogot növelésével volna elérhető. Technikailag megvalósítható gáznyomáson azonban csak reménytelenül nagy térfogatú plazma szolgáltatna megfelelő sugárnyomást. Úgy látszik, hidrogén-plazma nem alkalmas fotonrakéta sugárforrásként.

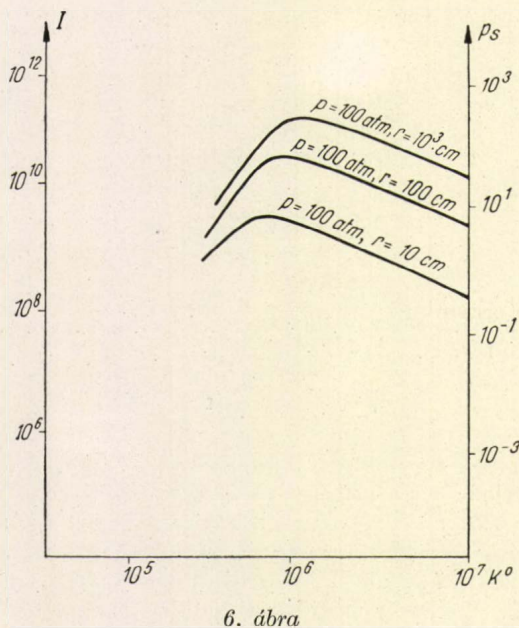
Javul a helyzet, ha magasabb rendszámú elemeket használunk sugárzóknak. Ebben az esetben ugyanis még magas hőmérsékleten is elegendő számú rekombináció játszódik le s ezért a sugárzás intenzitása csak magasabb hőmérsékleten csökken. A viszonyokat uránplazmára az ábráról olvashatjuk le. Figyelemre méltó, hogy néhány kp/cm^2 sugárnyomás mérsékelt plazmanyomáson néhány cm vastag plazmaréteggel elérhető. A fotonrakéta céljaihoz azonban az szükséges, hogy hosszú időn át sikerüljön a plazmát ilyen magas (néhány százezer fokos) hőmérsékleten tartani.



5. ábra

A hidrogénplazma sugárzása.

I a fajlagos kisugárzás $\text{kal/cm}^2\text{sec}$ -ban, p_s a sugárnyomás kp/cm^2 -ben, p a gáznyomás, r a plazmaréteg vastagsága



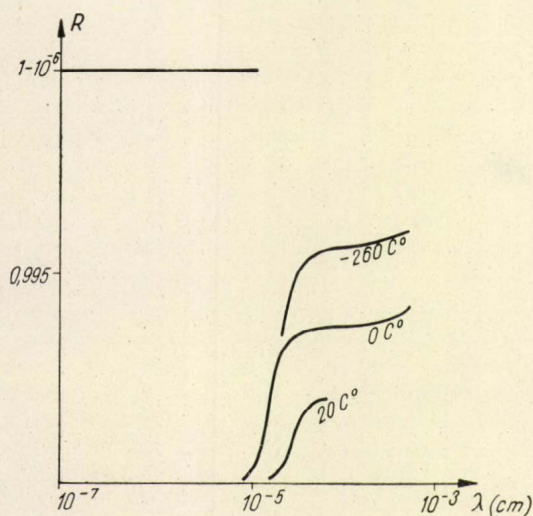
6. ábra

Az uránplazma sugárzása.

Várható tehát, hogy nagy atomsúlyú plazmák néhány százezer fokos hőmérsékleten megfelelő sugárnyomást szolgáltatnak viszonylag kis térfogat mellett. Ezt a sugárzást azonban egy irányba kell terelni, hogy az impulzustételnek megfelelően előrelökje a rakétatestet. A sugárzás irányítása megfelelő reflektorokat tesz szükségessé. Hogy a hajtómű megfelelő hatásfokkal dolgozzék, lehetőleg jó reflexióképeségű tükröket kell használni. Ha még tekintetbe vesszük, hogy az eddigi tapasztalatok szerint a rakéta falai 10^3 kal/cm² sec hőfelvételt „eltűrnek”, akkor 10^9 kal/cm² sec sugárintenzitással számolva arra a következtetésre jutunk, hogy a tükröző közeg reflexióképeségének (az ultraibolya- és a röntgentartományban!) az

$$R = 1 - 10^{-6} = 0,999999$$

értéknél nem szabad kisebbnek lennie.



7. ábra

Ezüst reflexióképesége különböző hőmérsékleten és a megkívánt reflexióképeség.

Nyilvánvaló, hogy a technikailag használatos fémtükrök nem jöhetnek számításba. Illusztrálásképpen felvázoltuk az ezüst reflexióképeségét különböző hőmérsékleten, megjelölve a fotonrakéta-hoz kívánatos reflexióképeséget. Az ábráról nem sok biztatót olvashatunk le! Szembetűnő azonban, hogy alacsony hőmérsékleten (amikor nagyobb a vezetési elektronok szabad úthossza), a fémek reflexióképesége nagyobb. Azt várhatnók, hogy szupravezető állapotban (amikor az elektronok szabad úthossza végtelen nagy) a fémek a kívánt mértékben reflektálnak. Sajnos, az elméleti és a kísérleti vizsgálatok egyaránt arra az eredményre vezetnek, hogy a szupravezetők csak olyan sugárzást reflektálnak teljesen, amelyben a fotonok energiája kisebb, mint kT_c , ahol k a Boltzmann-állandó, T_c pedig a normális vezetési állapotból a szupravezetési állapotba való átmenethez tartozó hőmérséklet. Az ismert szupravezetőkre (pl. higany $T_c = 4,17$ K°, alumínium: $T_c = 1,14$ K°, ón:

$T_c = 3,7$ K°, ólom: $T_c = 7,26$ K°) a T_c átmeneti hőmérséklethez milliméter hullámhosszúságú sugárzás tartozik. Az ultraibolya sugárzást a szupravezetők ugyanolyan gyengén reflektálják, mint normális vezető állapotban.

Minthogy a jó vezetők a hosszabb hullámhosszúságú sugárzást kiválóan reflektálják, felmerül a gondolat, nem volna-e célszerű ilyen kisenergiájú fotonokkal dolgoztatni a hajtóművet. Egyszerű számolás meggyőz arról, hogy ilyen kis energiájú, (tehát kis impulzusú) fotonok esetén a sugárzó részek számának igen nagyannak kellene lennie, hogy a kívánt sugárnyomást elérhessük. Akkor viszont nem túlnagy nyomás esetén elképesztően nagy térfogatot foglalna el a rakéta hajtóműve.

Nem sokkal reményteljesebb a tiszta elektron-gázon történő reflektálás lehetősége sem. Az elektrongáz reflexióképeségét (klasszikusan) a következő képlet írja le:

$$R = 1 - \frac{4 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}{2 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + 2 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}, \quad (15)$$

ahol ω a reflektált fény körfrekvenciája, ω_0 az elektrongáz karakterisztikus körfrekvenciája, amely az elektrongáz adataival a következő összefüggésben van:

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}. \quad (16)$$

(N az 1 cm³-ban levő elektronok száma, e az elemi elektromos töltés, m az elektron tömege.) $\omega_0 \geq \omega$ esetén az elektrongáz ideális tükörként viselkedik. Ha céljainknak megfelelően azt kívánjuk, hogy az elektrongáz még a $\lambda = 10^{-7}$ cm hullámhosszúságú sugárzást is teljesen reflektálja, akkor a (16) képlet szerint 10^{27} cm⁻³ sűrűségű elektrongázt kell tükörnek alkalmazni. Az ilyen elektrongáz elektrosztatikus nyomása azonban kb. 10^{11} kp/cm² lenne! Ekkorára becsülik a hidrogénbomba robbanásának helyén a nyomást közvetlenül a bomba felrobbanása után. (A fémekben az elektronok számsűrűsége 10^{22} cm⁻³ körüli érték. Itt azonban az elektronok elektrosztatikus kölcsönhatását a pozitív rácsionok elektromos tere csaknem teljesen ellensúlyozza; ezért nem lép fel itt az előbbieken említett nagy nyomás.)

Nem jobbak a viszonyok plazma-tükrök használatára esetén sem. Az eddigi vizsgálatok szerint a plazma-tükrök a megfelelő színképtartományban csak többmillió fokos hőmérsékleten és nagy nyomáson reflektálnak a kívánt mértékben.

Az üzemanyag kérdése

Láttuk, hogyha a rakéta indulási tömegének 50 %-át fénysebességgel kidobott sugárzásra alakíthatná át, felgyorsulna a fénysebesség 60 %-ára. Így a legközelebbi csillagot, a Proxima Centaurit 7

földiév alatt elérhetné, ez azonban a rakétautas számára csak öt és fél évet jelentene. Őt és fél esztendő múltán megérkeznék az űrhajó a Proxima közelébe, azt azonban egy erős ultraibolya fényben világító (Doppler-jelenség!) korongnak (Lorentz-kontrakció!) látná. Ahhoz, hogy útját gyümölcsöző megfigyelésekre használhassa fel, meg kellene állnia. Ez ugyanolyan tömegarányt igényelne, mint a felgyorsulás. El lehet képzelni, hogy bizonyos megfigyelések elvégzése után az űrhajós haza is kívánna térni, ami újabb, most már hazafelé mutató felgyorsulást és földközeli törtenő lefékezést igényelne. Így az 50%-os tömegkiszugárzás helyett 94%-os tömegkiszugárzással kell számolnunk, mint minimális követelménnyel.

Még kedvezőtlenebb a helyzet távolabbi célok esetében. Gondoljunk egy x távolságban levő égitestet, amelyet t_0 sajátidő alatt kíván az űrhajós meglátogatni és onnan visszatérni. Ekkor

$$\frac{2x}{t} = v \approx c, \quad t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}};$$

innen

$$\frac{ct_0}{2x} = \frac{c}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{c}{v} \sqrt{\left(1 + \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{v}{c}\right)} \approx \sqrt{2 \left(1 - \frac{v}{c}\right)};$$

v -nek innen kifejezett értékét behelyettesítve a tömegviszony (hazatérést figyelembe vevő) képletébe, az

$$\frac{m(0)}{m(t)} = \left(\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \right)^2 \approx \frac{4}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)^2}$$

kifejezésbe, kapjuk:

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 64 \left(\frac{x}{ct_0} \right)^2 = 64 \left(\frac{x_{\text{fényév}}}{t_0 \text{ év}} \right)^2.$$

A $t_0 = 20$ év utazási sajátidő mellett a Szíriuszra 16-os tömegviszony, a Galaxis centrumára már 64 milliós tömegviszony, az Andromeda-ködre pedig hatvanmilliárdos tömegviszony adódna.

Nem szólva most a nagy tömegarányokkal kapcsolatos mérnöki problémákról, vessük fel a kérdést: elképzelhető-e olyan üzemanyag, amelynek túlnyomó részét sugárzássá alakíthatjuk, amely a nyugalmi energiájának túlnyomó részét mozgási energiává tudná átváltoztatni? Egy vegyész természetesen ilyesmit nem tudhat számunkra produkálni, de még a milliószorta koncentráltabb atommag-üzemanyagok (urán, nehéz hidrogén) is csak néhány ezrelékes kihasználást tesznek lehetővé.

Hogy az ezrelékes sugárzástermelési hatásokon túl nem lehet menni, annak nem technikai, hanem elvi okai vannak. Egy univerzális természeti törvény, a baryontöltés megmaradásának tétele nem enged meg olyan átalakulásokat, amelyeknél

a baroyntöltést hordozó részeknek, a nukleonoknak együttes száma megváltoznék. (Ez épp olyan jelenség, mint ahogy a töltésmegmaradás tétele kizárja egy pozitív töltésű anyagtömbnek önmagán belül elektromosan semleges anyagformává való átalakítását.) A nukleonok legmagasabb energiátartalmú állapota a hidrogén, legmélyebb energiátartalmú állapota a vas. Még ha sikerülne az ideális $H \rightarrow Fe$ folyamatot végig kihasználni, az is csak 1%-ban szabja meg az energiakinyerés felső határát.

A fentiekből következik, hogy fotonrakéta csak olyan üzemanyaggal működhet észszerű tömegviszony keretei között, amelynek (a földi anyaggal ellentétben) nincs pozitív baryontöltése. Ilyen anyag nukleonoknak (+ baryontöltés) és antinukleonoknak (– baryontöltés) 50–50%-os kombinációja. Részek és antirészek összehozása ideális feltételek mellett megvalósíthatja az üzemanyag nyugalmi energiájának (közel) 100%-os hatásfokú átalakítását kinetikus energiává.

Ha tehát valamilyen módon sikerül sok tonnányi antirészt hatalmas energiabefektetéssel előállítani (jelenlegi gyorsítóink egytrilliomod grammokat termelnek) és azt a fúziós kísérleteknél használt elektromágneses falak közé bezárni, akkor van remény a Naprendszer legközelebbi csillagszomszédainak elérésére. Az antirész-üzemanyag különös előnye, hogy „oxidálószeren” nem kell a fejet törni. A szétsugárzás kiváltására minden földi anyag, így a kiürült tartályok acélfala, sőt a csillagközi tér összesöpört anyaga is felhasználható.

Természetesen sok tonnányi antinukleon mesterséges létrehozása, elraktározása ma még *technikailag* elképzelhetetlen feladatot jelent, de a következő évezred számára — a fúziós energiaszabadítás megoldása után — lehetővé válhat. Arra ne számítsunk, hogy szépunokáink pusztán a születésük után sokszáz évvel történő események meg tapasztalása céljából IBUSZ társasutazáson kirándulást tesznek a Galaxis peremére, hogy az intergalaktikus térbe lógassák lábukat. Az azonban elképzelhető, hogy néhány száz év múlva a Föld energiaforrásainak és a tudósok munkájának koncentrálásával az egész emberiség támogatásával végrehajtott nagyszerű kísérletként útnak indul egy fotonrakéta, amely eljut a legközelebbi csillagok közelébe, esetleg vissza sem tér, hanem automataberendezéseivel hírt ad mindarról, amit távoli bolygórendszereknél tapasztalt.

Más lehetőségek?

Mindaddig feltételeztük, hogy a rakéta a Földről viszi magával a teljes utazáshoz szükséges anyagmennyiséget. A fizika alapvető törvényeit alkalmazzuk és ez az alkalmazás jogos. Semmi okunk nincs kételkedni abban, hogy végső fokon egyáltalán nem különleges feltételek mellett a relativitáselmélet és atomfizika törvényei ne teljesüljenek. Azokat sokkal szélsőségesebb viszonyok között a kísérletek sokszorosan igazolták. Így jutottunk — sok más külföldi szerzővel egybe-

hangzón — arra a következtetésre, hogy egy fotonrakétának szomszédos csillagoknál tett látogatása a mai technikai lehetőségeken messze túlfekvő, de az elvi lehetőségeknek is a határán levő vállalkozás, ami azonban merész tudományos fantáziával mégis elképzelhető.

Nem volna-e lehetőség azonban arra, hogy más módszert keressen úgyis a téma által merészségre kötelezett fantáziánk? Nem pótolhatná-e az űrhajó üzemanyagát útközben is?

Ha kiköt egy távoli égitesten, esetleg gyűjthet üzemanyagot, de valószínűleg fejlett ipar létrehozása árán tudná azt a szükséges kis tömegre koncentrált formára hozni. De ez csak a probléma felét oldaná meg, a hazatérést.

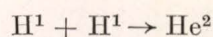
Azt lehetne gondolni, hogy már odaautazásnál, útközben összesöpörhetne a rakéta az intersztelláris térből energiadús anyagot. A nagy haladási sebesség miatt ez a begyűjtés elég hatékony is lehet az Univerzum bizonyos vidékein. A csillagközi anyag túlnyomó része hidrogén, amelyet mint energiadús fúziós üzemanyagot emlegettünk.

Van azonban egy nagy probléma. A rakéta igen nagy sebességgel halad a csillagokhoz képest, az intersztelláris anyag pedig nagyjából nyugalomban van. Felvételnél az üzemanyagot tehát fel kellene gyorsítani a rakéta sebességére, hogy betölthessük a tartályokba. Ez pedig igen nagy energiaigényű. Oda jutnánk vele, mintha induláskor gyorsítottuk volna fel. Ekkor pedig már kényelmesebb a Földről magunkkal hozni.

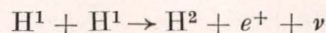
Károlyházy Frigyes vetette fel, hogy egyedüli komoly segítséget az jelentene, ha az intersztelláris anyag fúziós energiáját sikerülne kinyerni anélkül,

hogy azt felgyorsítsanak a rakéta sebességére. A rakétahajtóművön átáramló gázt úgy égetnénk el a fúziós reakciókban, hogy annak áramlását ne fékeznénk le, illetve azzal nem fékeznénk le a rakétát. Ez elvileg elképzelhető, de technikailag igen nehéz lenne.

Súlyos problémát jelent itt, hogy a közönséges hidrogén igen energiadús, mégis igen nehezen „begyűjthető” fúziós üzemanyag, egyszerűen azért, mert az első fúziós lépés



végterméke, a kettes héliumizotóp nem létezik. A Napon éppen ezért a gyenge kölcsönhatással kombinált



deutérium-szintézis megy végbe, de milliós évekkel lassított formában.

Álljunk meg e ponton. Amikor a fizikai törvényeket alkalmazzuk, biztos alapon állunk. De következtetéseinkben mégis csak feltételelesen bízhatunk. Gondoljunk arra, hogy ha néhány százszentéddel ezelőtt egy tudóst megkérdeznék: eljuthat-e valaha is egy ember Moszkvából Budapestre 2 óra alatt, azt felelte volna, hogy ez a biológia törvényeinek ellentmond, mert nincs olyan futárló, amely ilyen sebességre képes volna. És ebben teljesen igaza is volt. Mégis e sorok írói megtették ezt a lehetetlent TU 104-esen.

Marx György—Szabó János

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézet, Budapest

A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I.*

Közismert tény, hogy mai értelemben vett fizikáról az ókorban és a középkorban nem beszélhetünk. A középkor vezető filozófusa Arisztotelész volt. Az ő fizikakönyveit tanították a középkor egyetemein, mint a filozófiának egy részét. Mivel pedig a középkor társadalmának és így tudományának alapja a tekintélytisztelet volt, Arisztotelésznek tartalmilag nagyrészt téves, módszertanilag és világnézetileg a modern természettudományokat akadályozó nézetei dogmává merevedtek, amelyeket fenntartás nélkül el kellett fogadni.

Már a középkorban megkezdődik az a gazdasági és társadalmi átalakulás, amelyet a polgárságnak, mint új osztálynak (ekkor még inkább csak réteg) a megjelenése jelez. A polgárság fokozatosan erősödik gazdaságilag, és ezzel párhuzamosan egyre erősebb hangot kap a kritika az uralkodó feudális osztály világnézetével, filozófiájával szemben. Valási téren a reformáció, tudományos téren az arisz-

totelészi filozófiával, a skolasztikával szembe forduló természetfilozófiai áramlatok készítik elő már a XV—XVI. századtól kezdve azt a gazdasági társadalmi átalakulást, amely a francia forradalomban a polgárság politikai téren is aratott győzelmével végződik.

Ennek a többszázéves fejlődésnek tehát igen fontos kísérője az a folyamat, amelynek során létrejön a mai természettudomány, amely végül a XIX. században szilárd alapjává válik az új uralkodó osztály új gazdasági berendezkedésének, a kapitalizmus termelőerőinek. E folyamatnak több fontos szakasza van, ezek közül az elsőnek azt a mintegy százötven évet tekinthetjük, amely Copernicus fellépésétől, 1543-tól, Newton Principiájának megjelenéséig, 1686-ig tart; ezt a korszakot a klasszikus fizika kialakulásának nevezhetjük. A következő korszak a klasszikus fizika megszilárdulása, amelyet kb. az elektromos áram felfedezése zár le; ez egyben elindítója a XIX. század szinte elképzelhetetlen méretű fizikai és technikai fellendülésének.

* Nagyrészt a szerzőnek „A magyarországi fizika története 1711-ig” című megjelenés előtt álló műve alapján.

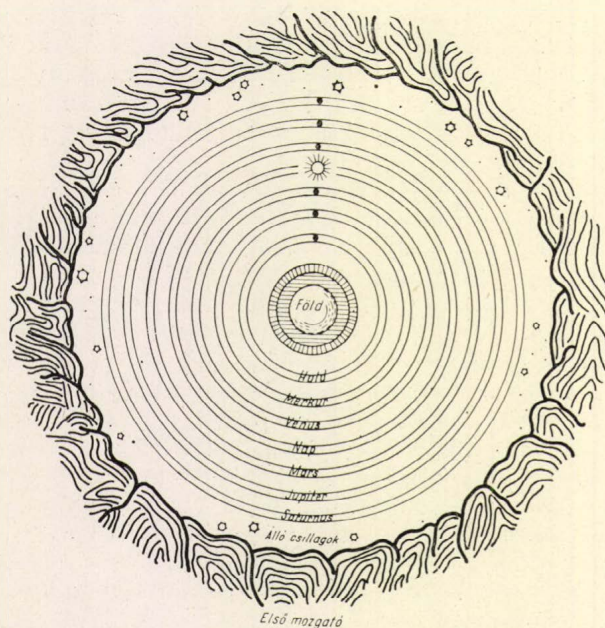
Ebből a kb. két és fél évszázadra terjedő korszakból egyetlen probléma alakulását fogjuk megvizsgálni, amely azonban rendkívül jellegzetes, mert magán viseli a szóban forgó korszakok ideológiai és szakmai küzdelmeit: ez a kopernikánizmus, illetve annak elterjedése Magyarországon. A kérdés magyarországi sorsa azonban csak akkor követhető, csak akkor vonhatunk le az elének kerülő tényekből megfelelő tanulságokat, ha röviden áttekintjük, hogyan tudott Copernicus elmélete gyökeret verni nemzetközi viszonylatban kortársainak és az utókornak a tudományában.

*

Copernicus elméletének elterjedése Európában általában

A középkorban a világ felépítését Arisztotelész nyomán úgy képzelték, hogy a középpontban mozdatlanul áll a Föld, és körülötte keringenek átlátszó kristálygömbök (szférák) mentén a bolygók: a Hold, Merkúr, Venus, Nap, Mars, Jupiter, Saturnus, majd az álló csillagok szférája következik, ezen túl az első mozgató, majd az empyreum, az angyalok és üdvözültek lakóhelye (1. ábra). Ez utóbbit persze már a középkor tette hozzá Arisztotelészhez, mint ahogy ez az egész elképzelés, a Föld központi szerepének és mozdatlanságának hangsúlyozásával összhangban állott a vallás tanításaival.

Szakmailag már nagyobb volt a probléma, mert bár a bolygók a földről nézve valóban keletről nyugatra látszanak mozogni, egyenletes körmozgásukat, amely Arisztotelész fizikája szerint az egyetlen „tökéletes” mozgás, mert csak az égi testek sajátja, már nehezen lehetett a megfigyelések alapján elhinni. Ezért Ptolemaiosz kiváló alexandriai csillagász (i. sz. 150 körül) bevezette az ún. epicikloisokat. Szerinte tehát a bolygók nem kör, hanem hurok alakú pályákon mozognak és a



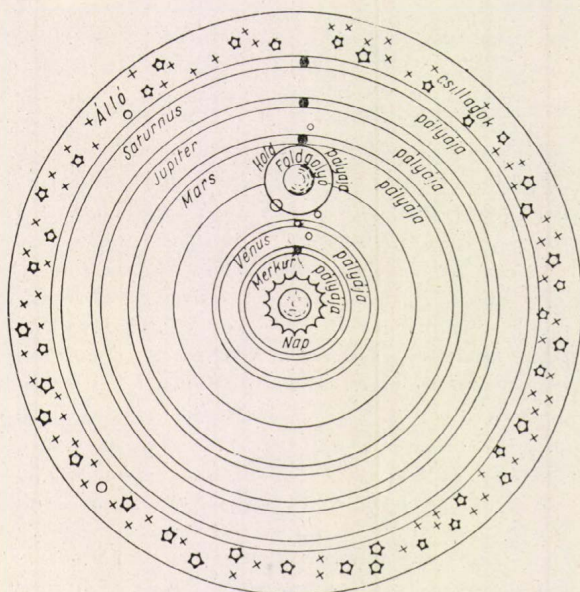
2. ábra

szférákon ezeknek a pályáknak a középpontjai gördülnek egyenletes körmozgással. Ez a bámulatra méltó geometriai konstrukció már egyezett ugyan valamennyire a tapasztalattal, de még így is igen sok megmagyarázatlan probléma maradt, nem is beszélve az egész képnek rendkívül bonyolultságáról.

Annymira azonban mindenesetre megfelelő volt ez az elképzelés, hogy a középkor folyamán komoly ellenvetés nem hangzott el ellene. Purbach György és Regiomontanus, a XV. század legnevesebb csillagásza megpróbálták ugyan tovább módosítani, de az eredmény végső soron csak még nagyobb bonyolultság lett.

Nem is lehetett addig ezen a téren számottevő eredményt elérni, amíg nem akadt olyan tudós, aki alapjaiban merte megtámadni a középkor világképét és a „kopernikuszi” fordulattal megfosztotta a Földet központi szerepétől, és az egész rendszer középpontjába a Napot helyezte (2. ábra).

1543-ban jelent meg Copernicus munkája a *De Revolutionibus Orbium Coelestium*, amelynek megjelenésétől — Engels nyomán — joggal számíthatjuk az új fizika megszületését: „Ebben Copernicus odadobta a kesztyűt — igaz, hogy félénken és úgyszólván csak halálos ágyán — az egyház tekintélyének a természetes dolgok terén. Ettől számíthatjuk a természetkutatás felszabadulását a teológia uralma alól.” [1] Copernicus műve ugyanis sokkal több, mint egyszerű kísérlet a geocentrikus elméletnek jobbal vagy ésszerűbbel való felcserélésére. Copernicus munkája — bár még erősen magán viseli elődeinek a geometriai tökéletességre való törekvését — mégis egyben az első, matematikailag pontosan kidolgozott kinematika, amely a fizika történetében az első, de nagyon fontos lépés az új, Arisztotelésztől független mechanika megteremtésére [2].



1. ábra

Copernicus művének megjelenése azonban távolról sem változtatta meg a világot. Olyan hatalmas fordulatot jelentett ez minden addigi elképzeléshez képest, hogy hosszú-hosszú idő telik el már addig is, míg egyáltalában megismerik, és ez alatt az idő alatt a tanításnak meg kell vívnia a maga harcát teológiai, egyházi, világnézeti, szakmai és nem utolsósorban pszichológiai téren, hiszen a nyers szemlélet, „a földi koordinátarendszer”, amelyben élünk, látszólag az elmélet ellen szól.

Bár a vita minden téren tulajdonképpen csak a következő században bontakozik ki a maga teljes hevesességében, és tart lényegében még a XVIII. században is, már a mű megjelenése előtt több tudós ismerte és osztotta Copernicus nézetét [3], ezek közül kiemelkedik Georg Joachim *Rhaeticus* (vagy *Rheticus*) (1514–1576), aki még Magyarországgal való személyes kapcsolata miatt is számot tarthat érdeklődésünkre. Rhaeticus már fiatalon a matematika tanára volt Wittenbergben, kortársa Michael *Maestlinus*-nak, Kepler professzorának és barátjának, aki ugyancsak már korán helyeselte Copernicus nézeteit. A legújabb kutatások szerint Rhaeticus és Maestlinus Copernicus tanítását egy 1530 körüli kéziratból, a *Commentariolus*-ból ismerték meg [4]. Rhaeticus érdeklődését e munka annyira felkeltette, hogy 1539-ben ellátogatott Frauenburgba Copernicushoz. A vállalkozás nem volt veszélytelen: Luther és Melancthon — mint látni fogjuk — épp oly mereven ellenezték a kopernikánizmust, mint a katolikus egyház. A reformátorok városában tanító professzornak nem lett volna szabad tehát barátságot kötnie a katolikus kanonokkal. Rhaeticus két hétre tervezett látogatása mégis majd két évig tartott, és tudománytörténeti szempontból két igen fontos eredménnyel végződött. Egyik, hogy ezalatt készült el 1540-ben megjelent „*Narratio Prima*” (Első elbeszélés) címen emlegetett levél formájú művével, ez Copernicus elméletének első, nyomtatásban megjelent ismertetése; a másik pedig, hogy részben az ő rábeszélésének volt köszönhető, Osianderé, a hírhedt előző szerzőjé mellett, hogy Copernicus egyáltalában rászánta magát műve megjelentetésére [5].

A Wittenbergbe hazatérő Rhaeticusnak le kellett mondania katedrájáról, de még egy ideig ott maradt az egyetemen, mint a Facultas Artium dékánja, csak asztronómiát nem taníthatott többet; 1542-ben mégis el kellett hagynia a várost és előbb Nürnbergbe, azután Lengyelországba, végül Magyarországra költözött. Kassán halt meg 1574-ben, vagy 1576-ban [6].

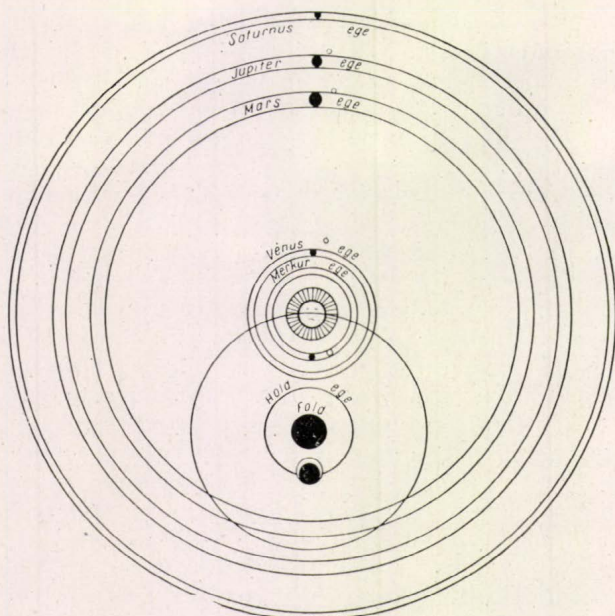
A mű megjelenése idején, a XVI. század első felében tehát nem voltak Copernicusnak ellenfelei. Akik ismerték, tisztelték nagy matematikai tudásáért és hívei voltak, ha ezt nyíltan kevesen is merték hangoztatni. A tudósok legnagyobb része azonban nem ismerte, nem is olvasta azt a könyvet, amely később olyan vihart keltett, hogy Giordano Bruno megégetését és Galilei pörét, majd elítélését eredményezte.

A kopernikuszi rendszer ellenzői két, illetve három csoportba oszthatók. Az egyház, helyesebben most már az egyházak, elsősorban világnézeti alapon utasították vissza. Szakmai vonalon olyan kiváló csillagászok, mint *Tycho Brahe* (1546–1601) egyrészt azért, mert sokkal pontosabb észleléseket tudott eszközeivel végezni és így a rendszer néhány kisebb hiányosságát azonnal felismerte. A félelem azonban befolyásolta a szakmai véleményeket is. Így például Descartes inkább egy teljesen új világrendszert dolgozott ki, csak hogy ne kelljen magát kopernikánusnak vallania [7]. Kétségtelen, hogy Descartes világrendszere filozófiájának és fizikájának szerves része ugyan, de az örvényelmélet éppen úgy elképzelhető mozgó Föld esetében is, mely Descartes rendszerében lényegében mozog is [8]. Az ellenzők harmadik csoportjába tartoznak a „józan” emberek, ennek főképpen irodalmi téren való megnyilvánulásaival találkozunk.

Copernicusnak miként korai, úgy későbbi, XVII századbeli híveit is elsősorban a legkiválóbb szakemberek, filozófusok, fizikusok, sőt költők között is megtaláljuk. Mégis tévedés lenne azt hinni, hogy a Copernicus-kérdésben egyszerűen két tábor, a kopernikánus haladók és az antikopernikánus maradiak összecsapásáról van szó, mert csak ezen nem is lehet — legfeljebb durva általánosítással — lemérni a haladást. Nagyjában igaz ugyan, hogy Copernicus követői mindinkább a haladók táborába tartoztak, de ellenzői hovátartozását — főképpen a szakemberek között — csak az indokok részletes elemzése mutathatja meg világosan.

A katolikus egyház és az inkvizíció álláspontja a XVII. században közismert. Attól a pillanattól kezdve, hogy Giordano Bruno költői panteizmusában felismerték, hová vezet a kopernikánus világkép következetes keresztülvitele filozófiai téren, a feudális uralkodó osztály, élén a római egyházzal, azon belül a dominikánus és jezsuita renddel, minden erejét mozgósította, és — legalább is a katolikus országokban, átmenetileg sikerült is a tan esetleges híveit elnémítani. 1600-ban égetik meg Giordano Brunot, 1616-ban tiltják meg először Galileinek, hogy a Föld mozgásáról írni merjen, és 1633-ban kényszerítik e tanok nyilvános megtagadására [9]. Azerélyes eszközök mellett azonban nem hiányoztak az egyház részéről a meggyőzés fegyverei sem. Nemcsak indexre tették a kopernikánus könyveket, hanem kiváló tudósokkal írták meg a kopernikuszi rendszer cáfolatát: *Foscarini* (1580 körül — 1616), *Riccioli* (1598–1671), hogy csak a legkiválóbbakat említsük.

A reformátorok részéről sem részesült Copernicus kedvezőbb fogadtatásban. Magatartásuk azonban logikus következménye a reformáció filozófiai tartalmának. Bíralták és elvetették az Arisztotelész tekintélye előtt meghajló skolasztikát. Haladó társadalmi jellege mellett ez a reformáció pozitív, előremutató vonása. Ugyanakkor azonban nem vetettek el minden tekintélyt, hanem Arisztotelész helyére a bibliát, a kinyilatkoztatást tették, ezzel pedig nem lehetett Copernicust összeegyeztetni.



3. ábra

Ezek után nem lepődhetünk meg azon, hogy Luther így nyilatkozott az „új asztrológiáról”: „Ez a bolond (már ti. Copernicus) felborítja az egész tudományos asztronómiát. De mint a Szentírás megállapítja, Józsuá a Napot állította meg, nem a Földet.” [10] Ez és még néhány bibliai idézet ezután folytonosan visszatér minden antikopernikánus műben. A kérdést több alkalommal is vizsgálat alá vevő Melancthon már sokkal több bibliai helyet idéz, amely Copernicus ellen szól, és felsorolja a „fizikai”, illetve filozófiai ellenérveket is. Ezek között ilyen is szerepel: „Nem helyes ha az emberek nem értenek egyet olyannal, amiben annyi százdalon át egyetértettek.” [11]

Initia Doctrinal Physicae című művében [12] hét pontban sorolja fel a „matematikai” ellenérveket. Nem érdemes valamennyit idézni, mivel azonban még a XVIII. században is találkozunk elvétve ilyen okoskodásokkal, kiveszünk néhány példát:

1. A Föld középpontban van, tehát mozdulatlanak kell lennie.

4. Arisztotelész szerint egyszerű test csak egyszerű mozgást végezhet, egyenesvonalút viszont a Föld nem végezhet, mert a „természetes” helyén van, körmozgást viszont csak az égitestek végezhetnek, tehát nyugalomban kell lennie stb.

Végül a leggyakoribb ellenvetések: a forgó földön összedűlnének az épületek, lerepülnének a fák, a kilőtt nyíl sohasem találhatna célba stb.

A harmadik reformátor, *Calvin* is élesen kikel Copernicus ellen: „Ki meri Copernicus tekintélyét a Szentlélek fölé helyezni?” — kérdi méltatlankodva [13].

Sem az inkvizíció kínzó eszközeitől való félelem, sem a fent idézettekhez hasonló — ma feltétlenül naivan ható — érvelés sem tudta volna sokáig megakadályozni az új tan terjedését, ha nem akad olyan kiváló, világtekintélynek örvendő tudós, mint

Tycho Brahe, aki megtalálja a „via media”-t (a középutat), amelyet azután boldogan fellélegezve fogad majdnem mindegyik szakember: nem kell ellenkezésbe kerülni a Szentírással, mégis meg lehet szabadulni Ptolemaios bonyolult rendszerétől.

Tycho arra hivatkozott, hogy pontosabb eszközökkel végzett észlelései alapján Copernicus néhány megállapítása tévesnek bizonyult; de a főök nála is a félelem, a Szentíráshoz, a hagyományokhoz való ragaszkodás. Rendszerében ugyanis mozdulatlan marad a Föld, de az nem minden bolygó pályájának középpontja, csupán a Hold, a Nap és az állócsillagok szférája kering körülötte. A többi öt bolygó a Nap körül kering úgy, hogy a Merkúr és a Vénusz csak a Napot, míg a három távolabbi, Mars, Jupiter és Saturnus a Földet is megkerüli [14] (4. ábra).

Tycho rendszerének hatása átmenetileg vetekszik Copernicusséval. Ennek oka egyrészt az általa készített műszerek és táblázatok pontossága, másrészt az, hogy nem kellett miatta az egyházzal ellenkezésbe kerülni, sőt formálisan még Arisztotelész mozgástanának tételei is érvényben maradtak. Munkatársa és barátja, Kepler, aki pedig rendkívül nagyra becsülte és a „csillagászok phoenixé”-nek nevezte Tycho-t, soha nem fogadta el ezt a rendszert, mint ahogy nem fogadta el Galilei sem. Ők azonban éppen azok a kivételek voltak, akik szakmailag fel tudták már abban a korban mérni Copernicus jelentőségét. Kepler ellipszis pályái éppen a Tycho által felfedezett pontatlanságokat korrigálták, Galilei pedig — Copernicus elméletét megerősítő korszakalkotó csillagászati felfedezései mellett — felismerte *fizikai* jelentőségét is. Nemcsak meglátta, hogy új fizika nélkül Copernicus elmélete is végeredményben csak az egyik lehetséges elképzelés, hanem ezt az új fizikát meg is teremtetette. Már csak Newton hiányzott, hogy Copernicus, Kepler és Galilei munkásságát a dinamika törvényeiben és az általános gravitációban egyetlen óriási szintézisbe foglalja.

A nagy többség azonban, a haladó tudósok is, kapva kaptak az új „szelidebb” elméleten. Így Tycho rendszerének szerepe kettős: mivel megtartja a Föld mozdulatlanságának elméletét, maradi, és akadályozza a fejlődést, ugyanakkor azonban elvetve a ptolemaios-arisztotelészi képet, mégis megkönnyíti a kopernikuszi rendszer szakmai győzelmét.

Az a kettősség, amely Tycho művét jellemzi, jellemző az egész korra, a XVI., XVII. századra egyaránt. Bizonyos értelemben persze minden korszak átmeneti korszak, az új mindig harcban áll a régivel, míg fokozatosan fel nem váltja azt, de az új fizika megszületése korára ez elsősorban jellemző. Bármilyen választunk ki tehát e korszakból — még az említett kivételeket sem zárva ki teljesen —, találkoznunk fogunk e kettősséggel.

Éppen ezért állításuk alátámasztására még csak kettőt ragadunk ki a korszak haladó természetfilozófusai közül, akik tipikusan képviselik e kor gondolkodói egy részének állásfoglalását Copernicusszal szemben. Az egyik Jean *Bodin* (1530—1596) (vagy Bodinus), a híres francia politikai író,

akinek párbeszédes formában megjelent fizikai műve [15] megjelenésekor azonnal indexre került „ateista” tendenciája miatt. A másik a fizika helyes módszerének első hirdetője, Francis Bacon (1561—1626).

Bodin egészen különösen érvel Copernicus ellen. Nem hozakodik elő bibliai érvekkel, hanem „fizikus” módjára cáfol. Elismeri, hogy sok előnye van a kopernikánus nézetnek Ptolemaioséval szemben, sőt van olyan érv is, amelyet a kopernikánusok nem használtak fel: A nyugalom ugyanis nemesebb, mint a mozgás (!), így valószínű lenne, hogy az égi, isteni eredetű Nap álljon, és az elemekből felépülő Föld mozogjon [16]. Ennek ellenére is azonban Copernicus rendszeréből is sok komoly abszurdum következik, mert lehetetlen, hogy a Földnek négyféle mozgása legyen: a napi, évi, a „trepidatio” (precessio?) és a középpont felé húzó súly (?), mert ha ez igaz, „a fizikának az alapjai dőlnek romba”, mert egy testnek csak egyféle természetes mozgása lehet és akkor a másik három erőszakolt, viszont „a természetben semmi erőszakos nem tarthat folytonosan”. És így tovább, míg az egész fejtegetés zavarossá nem válik.

Pedig Bodin a XVI. század egyik legmodernebb gondolkodója volt. De az volt Francis Bacon is, akit ma is mint a modern materialista tudomány egyik úttörőjét tart számon a tudomány története. Copernicus elméletét mégsem fogadta el, és bizony érvelése sem sokkal magasabb színvonalú, mint az előzőkben ismertetettek.

Így például éppen Arisztotelészt cáfolva jut el Copernicus tagadásához. Arisztotelész szerint ugyanis az égbolt szilárd halmazállapotú (a bolygók átlátszó kristálygömbökön mozognak). Bacon erről így vélekedik: „Ezeknek a fogalmaknak az abszurd volta kergette az embereket a napi forgáshoz, amelyről meg vagyok győződve, hogy téves...” Vagy (hogy a világ középpontja a Föld) „arra nézve szemünk szolgáltat bizonyítékot, valamint meggyökeresedett meggyőződésünk...” És ezt éppen az előítéletek ellen harcoló filozófus mondja! De maga is érzi, hogy az érvelés így nem meggyőző, ezért a fentiekhez valami bonyolult „fizikai” magyarázatot fűz a „sűrű” testek összehúzódásáról, amelyek igyekeznek egészen kis hely körül tömörülni és ez épp a világ középpontja, ahol a Föld áll stb. [17]. Baconnak ez a magatartása nagy hatással volt más haladó gondolkodókra is, pl. Comeniusra és részben rajta keresztül, részben közvetlenül magyarországi tudósokra is.

Szakmai téren tehát a helyzet körülbelül így foglalható össze. A merev elutasítás álláspontjára azok helyezkednek, akiket a félelem vagy az őszinte vallásos meggyőződés visszatart attól, hogy Copernicus mellé álljanak. De még ezek sem tudják teljesen kivonni magukat az új tan szépségének és egyszerűségének lenyűgöző hatása alól. Például Riccioli nagy művében [18] több esetben kelti azt a gyanút, hogy túlságosan jól ismeri Copernicust, semhogy a tanítása hatás nélkül maradt volna rá, és ezért érvelése sokszor nem is elég meggyőző pszichológiailag sem: mintha nem a saját véleményét

hirdetné [19]. A leggyakoribb azonban a habozó, tartózkodó magatartás: kerülni a vitát, hallgatni Copernicusról, vagy — mint Osiander tette — matematikai hipotézisként emlegetni az elméletet.

A közvéleményt — és ez tükröződik a költészetben, irodalomban — nem befolyásolják tudományos, szakmai megfontolások. A költők és írók reakciója, származásuk, képzettségük, lelki beállítottságuk szerint különböző. Ritka az, akinek a képzeletét, mint Giordano Brunoét annyira megihleti az új tan, hogy megszámlálhatatlan hozzánk hasonló világról álmodik. Az új felfedezésre inkább humorosan reagálnak azok, akik nem akarják végiggondolni; tragikusan, akik végiggondolják.

Bodin például még idézett természetfilozófiai művébe is belevesz egy akkor eléggé elterjedt anekdotát: Albert, porosz fejedelem (aki pedig Rhaeticusszal levelezésben állt és így rokonszenvezett az új tannal) egyik udvaronca, Copernicus álláspontját védte, mire a fejedelem odafordult a bort töltő szolgálhoz és azt mondta neki: „Vigyázz, ki ne önts a palackot!” [20] Ez az anekdóta aztán sűrűn megtalálható az egész XVII. század folyamán, magyar művekben is.

Angliában például igen népszerű volt *du Bartas*, francia költő [21] versének fordítása [22], amelynek néhány jellemző sora magyarul a következőképpen hangzik:

„Rossz vice — s e bölcsek mégis elhiszik!
Hogy áll az ég, csillag nem penderül
Körtánra földi, nagy labdánk körül,
És földgolyónk a maga tömegével
Fordul meg egyszer egy nap és egy éjjel!
S mi úgy vagyunk, mind zöldfülű legények,
Kik hajóra először kerülének;
Ha útjuk már a tenger fele tart,
Hiszik: hajójuk áll és megy a part.”

A költemény a korszak szokásos ellenérveivel folytatódik: A kilőtt nyíl tehát nem talál célba, a hajón feldobott kő a tengerbe esik, a madarak is nyugatról keletre repülnének stb. Copernicus mindent úgy akarta megoldani, hogy háromféle mozgást tulajdonított a Földnek.

Persze tréfával nem maradt adós a másik tábor sem. Kepler írja, hogy ki látott már olyan szakácsot aki nem úgy akarja megsütni a húst, hogy a nyársot forgatja a tűzhelyen, hanem a tűzhelyet forgatja a nyárs körül! [23]

Volt azonban olyan költő is, aki komolyan vette, elismerte helyességét az új tannak, de az ebből levont következtetések pesszimizmust, kételkedést keltettek benne. Így például Richard Burton (1576—1639) úgy véli, hogy a nevetséges tanból teljes bizonytalanság következik: míg a hipotézis hibáit a kopernikánusok újabb hipotézisekkel való toldozgatással óhajtták eltüntetni, „közben a világot ide-oda dobják egymás közt, mint egy labdát, megállítják, elindítják tetszésük szerint” [24].

1611-ben a másik angol költőben, John Donneban kétségbeesést kelt az „új filozófia”; úgy érzi, „megszűnt a világban az összefüggés, darabokra

tört minden, fejedelem és alattvaló, atya és fiú kapcsolata elfelejtődik . . .” [25]. A költő képzelete tehát már ekkor látja, hogy az új tudomány kialakulásával együtt meg fognak változni a világban az emberi kapcsolatok is.

Még sötétebb víziót kelt az új rendszer képe Georg Herbert (1593—1633) ugyancsak angol költőben: Túlságosan nagy méreteket kell áttekintenie, ég és pokol közt vergődik és úgy érzi, e nagy távolságok csak isten számára felfoghatók, mert a világ túl kicsi az isten számára, de neki még a sír is túl nagy [26].

A példákat soká lehetne sorolni. A korszak legtöbb nagy költője állást foglalt valamilyen irányban, de határozottan épp oly kevesen, mint a tudósok. Maga a nagy Milton is, aki pedig meg is látogatta Galileit száműzetésében, ingadozó álláspontot foglalt el.

Akár tudósokról vagy költőkről, akár tréfáról, akár kétségbeesésről van szó, mindebből egy bizonyos: szükség van azokra a *fizikai* ismeretekre, amelyek segítségével a kérdést el lehetne dönteni. Egyelőre nem a kísérleti bizonyítékokra gondolunk, amelyek a Föld forgása mellett szólnak (ilyet — tudjuk — csak a XIX. században talált Foucault híres inga kísérletében), hanem olyan ellentmondásmentes fizikáról, amelynek alapján a szemben álló véleményekből ki lehet a helyeset választani. Galilei és Newton nyomán a munka csak a XVII. század végére fejeződik be, tehát a kopernikánizmus (és vele együtt az új fizika) csak a következő században terjedhet el igazán.

Azt hihetnők tehát, hogy a XVIII. században, Newton munkássága után, már nem lehetett kételkedni a kopernikánus tanítás helyességében. Nagy általánosságban ez talán igaz is. Valamire való tudós nehezen állíthatta most már, hogy még mindig Arisztotelész-Ptolemaios vagy legjobban esetben Tycho rendszerének híve. Mégis: az egyetemeken, tankönyvekben még mindig csak egészen lassan nyer Copernicus olyan értelemben polgárjogot, hogy problémamentesen, határozottan lehessen róla írni, vagy tanítani. A helyzet természetesen gyökeresen más, mint a XVII. században, de a habozó, ingadozó állásponttal még mindig sűrűn találkozunk Magyarországon épp úgy, mint egész Európában.

Ennek okát két tényezőben látjuk. Az egyik az, hogy a római egyház mereven próbálja védeni egyszer már határozottan, annyi áldozat árán megvédett álláspontját, és a protestáns egyházak sem mondanak le könnyen a bibliának betű szerinti értelmezéséről.

Igaz persze, hogy a protestáns egyházak már a múltban is nagyobb szabadságot engedélyeztek híveiknek, és nem is rendelkeztek általában azokkal a „rendőri” eszközökkel, mint az inkvizíció, a megfélemlítés fegyverét tehát nem használhatták oly sikerrel, mint a katolikusok. Ugyanakkor azonban az is igaz — különösen Magyarországra vonatkozóan —, hogy a protestáns felekezethez tartozó tudósok nagy része hivatására nézve is teológus volt, vagy legalább is elvégezte az egyetemen a teo-

lógiát, és így nehezen került szembe a hivatalos egyházi véleménnyel. Így lehetséges például, hogy John Wesley 1770-ben még „szellemes hipotézis”-nek minősítette Copernicus elméletét, mert úgy hitte, hogy ilyen nagy távolságokban úgyszólván csak valószínű, szigorúan nem igazolható adatokkal rendelkezünk.

A katolikus egyház különösen ragaszkodott ahhoz, hogy tekintélyét e kérdésben megóvja, bár már nem ellenőrizte olyan szigorúan, hogy hívei egyénileg milyen nézeteket hirdetnek. A Galileivel kapcsolatban 1616-ban elrendelt tilalmat csak 1757-ben függesztették fel hivatalosan, de Galilei művei Copernicuséval és más kopernikánusokéval együtt (Foscarini, Didacus á Stunica, Kepler) egész 1835-ig voltak indexen.

A XVIII. századnak különösen az első felében a kopernikánizmus elterjedését Newton fizikájával együtt a kartéziánizmusnak a XVII. század folyamán elért diadala is akadályozta; Descartes — említettük — nem volt kopernikánus. Örvényrendszerében a Föld maga látszólag mozdulatlan, de az örvény, amelynek középpontja a Föld, mégis megfordul a Nap körül. Már a XVII. században többen észrevették, hogy Descartes és Copernicus könnyen összeegyeztethető, és a XVIII. században inkább a Newton-féle távolbáható erők elmélete akadályozta a newtoniánizmus gyors elterjedését. Descartes szerint, akinek fizikája nem ismeri az üres teret, és aki szerint mozgás csak két test kölcsönös érintkezése folytán jöhet létre, az éter (nála a második, finom, gömb alakú részecskékből felépült elem) nyomása hozza létre a gravitációt és sok egyéb fizikai jelenséget. Ez a tanítás „materiaлистább”, mint Newtoné, és így érthető, hogy a skolasztika bukása után sokan nem könnyen mondtak le róla, mert úgy tartották, hogy a newtoni távolbáható erő visszacsempészi a tudományba Arisztotelész és a skolasztikusok „rejtett tulajdonságait”. Csak a newtoni dinamika nagy sikerei az alkalmazások különféle területein mosták el lassan ezt az ellenkezést, anélkül, hogy a probléma lényegében megoldást talált volna. Tudjuk, hogy ez lényegében csak az általános relativitás elméletében dőlt el.

Nem kívánjuk most részletezni a kartéziánizmus és newtoniánizmus vitáját a XVIII. században, amely csak közvetve befolyásolja a Copernicus-kérdést, csupán azt óhajtottuk bemutatni, hogy 250 évvel a Revolutionibus megjelenése után sem teljesen problémamentes még ez a kérdés, annak ellenére, hogy Copernicus elmélete a kiindulópontja mindazoknak az eredményeknek, amelyeket a XVI, XVII. és XVIII. század kimagasló fizikusai elértek.

Magyarországon pedig épp úgy megtaláljuk a különféle lehetséges állásfoglalások minden változatát, mint a nemzetközi tudományos irodalomban.

M. Zemplén Jolán

Építőipari és Közlekedési Műszaki egyetem,
Kísérleti Fizikai Intézet

(Folytatása következik)

1. *Engels* : A természet dialektikája. Szikra. 1948. 11 l.
2. *Novobátzky Károly* : A fizikai megismerés úttörői. Bp. 1959. 34 l.
3. *Domenicus Maria di Novara* (1454—1504), aki maga is bírálta Bolognában Ptolemaioszt. *Erasmus Reinhold* (1511—1553) wittenbergi professzor, *Nicolaus Schönberg* (1472—1537) capuai kardinális, *Tiedeman Giese*, Culm püspöke. Ez utóbbi hármát Copernicus műve előszavában is megemlíti. Vö. *Dorothy Stimson*: The Gradual Acceptance of the Copernican Theory of the Universe. Hannover New Hampshire 1917. 28—31 l.; valamint *Thomas S. Kuhn*: The Copernican Revolution Harvard University Press, Cambridge 1957. 187 l.
4. A fentidézett két munkán kívül l. pl. *A. R. Hall*: The Scientific Revolution 1500—1800. London—New York—Toronto 1954. 54 l.
5. *Rhaeticus* könyvének pontos címe: *Narratio de libris revolutionum Copernici* (Epistola ad J. Schoenerum) Gedani. 1540. — *Osiander* a szerző tudta nélkül beírta Copernicus könyvének előszavába, hogy csak „matematikai hipotézisről”, nem pedig a világ valóságos kéről van szó.
6. *Leopold Prowe*: Nicolaus Copernicus. Berlin 1883—84: II. 389 l. Ezt az adatot *Valentinus Otho* matematikusnak *Rhaeticus*ról írt könyvéből vették át életrajzírói, de kassai tartózkodásáról annál többet, hogy „magyar nemesek gondoskodtak róla” megállapítani nem sikerült. A Századok 1877-es számában megjelent közleményből kitűnik (893. l.), hogy *Rheticus* egy másik életrajzírója *Dr. Hipler* professzor, Magyarországról próbált megbízható adatokat beszerezni *Rhaeticus* haláláról és a Századok szerkesztősége felszólítja olvasóit, hogy aki ilyen adatot ismer, az bocsássa a folyóirat rendelkezésére. Tudomásom szerint ilyen új adat azóta sem került elő. A legújabb, részletes Copernicus-életrajz: *Ernst Zinner*: Entstehung und Ausbreitung der Copernicanischen Lehre. Erlangen 1943., csak *Rheticus* halálának a dátumát változtatja 1574-re.
7. *Sir Edmund Whittaker* : History of the Theories of Aether and Electricity. Phil. Libr. New York 1951. I. 9 l. és *Pierre Rousseau*: Histoire de la Science. Paris 1943. 208 l.
8. *Mátrai László* : Adatok a kopernikuszi világkép térhódításáról. MTA Társ. és Tört. tud.-ok Oszt. Közleményei. Bp. 1952. 233 l.
9. *L. pl. Kudrjavcev*: A fizika története. Bp. 1951. 110—143. l. — *M. Zemplén Jolán*: A háromezerevés fizika. Bp. 1950. 71—86. l. és *Galilei*: Párbeszédék című 1959-ben megjelent magyar fordításának Utószava 165—191. l.
10. *Stimson*, i. m. 39. l.
11. *Non est autem hominis bene instituti dissentire a consensu tot saeculorum*. Melanchton: Praef. Sacro-Bosco: Libellus de sphaera. 1531. Ő rendezte ugyanis sajtó alá *Sacro-Bosconak* középkori csillagászati tankönyvét, amely *Ptolemaios* *Almagestje* mellett még a XVI., sőt a XVII. században is a legelterjedtebb tankönyv volt az egyetemeken.
12. *Wittenberg* 1585. I. 63 l.
13. *Calvin* : Traité où avérteissiment entre l'Astrologie qu'on appelle Judiciaire et autre curiosité, qui regnent aujourd'hui au monde, idézi *Stimson*, i. m. 41. l.
14. *Tycho Brahe* : Astronomicae instauratae progymnasmata. Prága 1603.
15. *Jean Bodin* : Universae Naturae Theatrum... Frankfurt 1597. Nagyon ritka könyv, Magyarországon nincs is meg. Egy példánya található a marosvásárhelyi Teleki thékában (száma 2175a) Teleki kancellár 1777-ből származó sajátkezű bejegyzésével, amelyben *Morhof Polyhistorából* idézi a *Bodinra* vonatkozó részt.
16. I. m. 271. l.
17. *Francis Bacon* : De augmentis Scientiarum III. és Descriptio Globi Intellectualis 5—6. fej.
18. *Riccioli* : Almagestum Novum Bologna 1651.
19. *Stimson*, i. m. 81. l.
20. *Bodin*, i. m. 35. l.
21. *Du Bartas* (1545—1591) francia költő; az idézett versszak *Le semail ou creation du monde* c. művéből való, amelyet nemcsak angolra, hanem olaszra, németre és spanyolra is lefordítottak.
22. Mivel az eredeti francia szöveg nem volt fellelhető, a magyar fordítás, mely *Hegedüs Géza* munkája, az angol alapján készült. (Ford. *Joshua Sylvestre* 1591, idézi *Stimson*, i. m. 43. l. és *Kuhn*, i. m. 181—190. l.)
23. Az ötletet először maga Copernicus használta fel, de Kepler révén vált népszerűvé. Tőle veszi át azután mindegyik kopernikánus szerző.
24. The Anatomy of Melancholy. Idézi *Stimson* 87. l.
25. *Ignatius*, his Conclave. Idézi *Kuhn*, i. m. 194. l.
26. Idézi *Stimson* 89. l.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Elméleti fizikusok képzése Lengyelországban

Azon csapások közül, amelyek a lengyel fizikát a második világháború folyamán érték, nem az összes laboratórium elpusztulása volt a legsúlyosabb, hanem a tudományos törzset ért veszteségek és a felsőoktatás teljes szünetelése a háború hat esztendeje alatt. Az oktatói létszámban mutatkozó súlyos hiányok következtében erősen lelassult az új fizikus nemzedék kiképzése is, egészen a legutóbbi évekig.

A professzorok, előadók, aszisztensek kis száma folytán nem állt módunkban, hogy a fizika minden ágában kellő színvonalon biztosítsuk szakemberek képzését. Különösen nem volt lehetséges, hogy a háború után megsaporodott számú egyetemeink mindegyikén egyforma hatásokkal tanítsuk a fizika összes fejezetét. Ilyen okok kényszerítették arra, hogy az egyetemek közt bizonyos fokú specializálást vezessünk be. Így például kísérleti magfizikai szakképzésben gyakorlatilag csak Varsó és Krakkó egyetemén részesülhettek a hallgatók. Torunban kiváló lehetőségek nyílnak optikai szakismeretek szerzésére, de nincs mód a magfizika művelésére és így tovább.

Hasonló a helyzet az elméleti fizikai szakképzésben is. A különböző irányú elméleti fizikai kutató- és kiképző munka fő centruma a varsói egyetemen van. Itt a hallgatók elméleti magfizikára, elemi részek elméletére, szilárd anyag elméletére, kvantumkémiára és térelnéltre specializálhatják magukat. Szerényebb lehetőségeket, de bizonyos irányokban elméleti fizikai gyakorlat szerzéséhez mégis egész jó alkalmat találhatnak a hallgatók Wroclaw és Krakkó egyetemén. A többi lengyel egyetemen elméleti fizikusok képzése szinte teljesen szünetel.

Minden fizikushallgatónak el kell végeznie egy kötelező elméleti fizikai kurzust is. Ez a tömegpont klasszikus mechanikájával kezdődik a második év közepén és a negyedik év végéig tart. A kötelező tanulmányok a következő főköllégiumokból tevődnek össze:

1) Pontrendszerek és merev testek klasszikus mechanikája

(két félévben 3 óra előadás, 1,5 óra gyakorlat),

2) Kontinuumok mechanikája

(egy félévben 3 óra előadás, 1,5 óra gyakorlat),

- 3) Fenomenológiai és statisztikus termodinamika (egy félévben 3 óra előadás, 1,5 óra gyakorlat),
- 4) Elektrodinamika a hullámoptika és speciális relativitáselmélet elemeivel (egy félévben 6 óra előadás, 3 óra gyakorlat),
- 5) Kvantummechanika (egy félévben 6 óra előadás, 3 óra gyakorlat),
- 6) Az elméleti fizika matematikai módszerei (3 óra előadás, 1,5 óra gyakorlat egy félévben kísérleti fizikusok, két félévben elméleti fizikusok számára).

A gyakorlaton a hallgatók (kb. huszas létszámú) kisebb csoportokba osztva olyan elméleti problémák megoldásának módját tanulják meg, amelyek kapcsolódnak az előadás anyagához. Nemcsak a táblán dolgoznak a gyakorlati óra alatt, hanem minden héten néhány példát kapnak a tanársegédektől otthoni megoldásra. A megoldásokat a tanársegédek osztályozzák. A félév folyamán elért eredmények döntik el, hogy a hallgató vizsgára bocsátható-e vagy félévismétlésre utasítódik.

Az ötödik évben a hallgatókat választott diplomamunkáik jellege szerint szétosztják. Ebben az évben néhány speciális előadáson és gyakorlaton kell résztvenniük. Így a magfizikára specializálódó hallgatóknak elméleti magfizikai kollégiumot is kell hallgatniuk (4 óra előadás, 2 óra gyakorlat két félévben). Az ötödik év folyamán kell elkészíteni a diplomamunkákat is. Varsóban a

legutóbbi években az volt a cél, hogy a diplomamunka önálló eredményt tartalmazzon, nem pedig irodalmi kompilációt, mint az mintegy tíz esztendővel ezelőtt szokásos volt. A hallgatók diplomamunkáinak jelentős százalékát tudományos folyóiratokban publikálják.

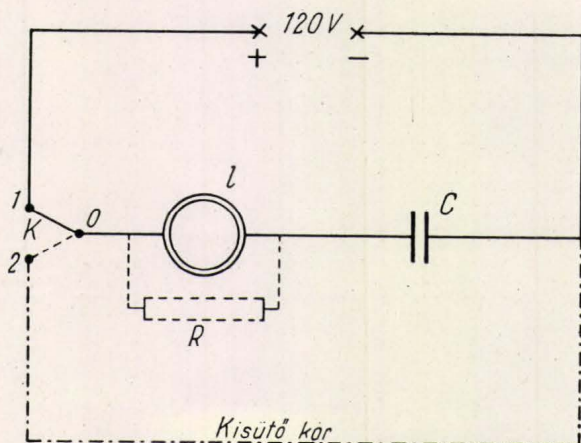
A Varsóban magiszteri fokozatot szerzett elméleti fizikai szakképzettségű hallgatók száma mintegy tíz, évente. Még ha figyelembe vesszük a többi lengyel egyetemet is, ez a szám túlságosan alacsonynak mondható. Országunknak sokkal többre volna szüksége, hogy betöltsse a kutatócentrumokban, egyetemi és műegyetemi tanszerműhelyekben, iparban és középiskolákban még mindig tátongó hiányokat.

Az ún. önálló elméleti fizikai kutatástól eltekintve, a nálunk képzett elméleti kutatókból kell kielégíteni kísérleti laboratóriumaink ilyenirányú igényeit is. A lengyel kísérleti fizikusok tisztán látják, hogy laboratóriumokat és kísérleti eszközöket fel lehet építeni elméleti segítség nélkül, de nem végezhető komoly, nagyvonalú kutatás elméleti fizikusok nélkül. Ezért egyes kísérleti laboratóriumok nemcsak némi kívülről érkező elméleti segítségre tartanak igényt, hanem önálló elméleti csoportot is ki akarnak alakítani. Bízunk benne, hogy ezt az igényt néhány éven belül ki fogjuk elégíteni.

J. Werle
Varsó

Sűrítők áramviszonyainak vizsgálata ködfénylámpával

I. Az elvi kapcsolás a sűrítők töltési és kisütési áramának kimutatására az 1. ábrán látható. A vizsgálandó C sűrítőhöz egysarkú K átkapcsolóval a (0—1) helyzetben a legalább is 100 voltos egyenáramforrás, a (0—2) helyzetben pedig az eredmény — — vonallal jelölt kisütő vezeték kapcsolható. Áramjelzőül régebben a törpe I izzólámpa szolgált, mely a töltésnél és kisütésnél egyaránt felvillant ugyan, de az áramok ellenkező irányáról az áramerősség négyzetével arányos hőfejlődés miatt nem tud számot adni. Ha azonban áramjelzőül ködfénylámpát alkalmazunk, akkor töltéskor az egyik, kisütéskor a másik elektród fog felvillanni annak jeléül, hogy a kétféle áramlökés irányja ellenkező.



1. ábra — A töltés és kisülés elvi kapcsolása

II. Váratlan meglepetések azért állhatnak elő, mert a kezdő kísérletezők nincs tisztában a kísérlet sikerének feltételeivel s találmányra választott feszültséggel és ködfénylámpával dolgozik. Ha pl. 220 voltos egyenáramhoz ugyancsak 220 voltos üzemi feszültségű ködfénylámpát

használnak, akkor az első töltéskor a ködfénylámpa felvillanása kifogástalanul jelentkezik, a kisütéskor ellenben egyáltalán nem akar bekövetkezni, sőt a töltő állásba való visszakapcsolásnál is elmarad. Ilyenkor a sűrítő esetleges rossz szigeteléséből származó nagyobb szökő áramra szokás gyanakodni, de ha a sűrítőt kis izzólámpás kisütővel rövidre zárjuk, a kisülés bekövetkezik annak jeléül, hogy a szokatlan jelenséget csakis a ködfénylámpa kialvási feszültségével kapcsolatos körülmények okozhatják. A következőkben tehát kifejtendő lesz:

III. A kísérlet sikerének feltétele. Legyen a töltő telep feszültsége U , a sűrítőnek töltés közben egyre növekvő ellenfeszültsége t időpillanatban u , akkor a lámpa sarkaira ebben a pillanatban csak az $(U - u)$ különbség fog hatni. Izzólámpa használatánál az u ellenfeszültség zérustól egészen az U értékig növekszik s emiatt a kezdeti maximális töltő áram zérussá, a sűrítő feszültsége pedig maximálissá válik s éppen egyenlő lesz a telep U feszültségével. (Analógia: vízáteresztés közlekedő edényben!)

Ködfénylámpa használatánál azonban az u ellenfeszültség növekedésének határt szab a lámpa u_k kioltó feszültsége. Ennek következtében a sűrítő feszültsége nem emelkedhet az $(U - u_k)$ érték fölé, mert ekkor a lámpa sarkaira ható U telep feszültség és az ellene dolgozó $(U - u_k)$ sűrítőfeszültség eredője $U - (U - u_k) = u_k$ éppen a kialvási feszültséggel egyenlő. A lámpa tehát ebben a pillanatban ki is alszik s az ionizáció megszűntével a ködfénylámpa mint zárószelep működik éspedig mindkét irányban.

A részletekre vonatkozólag ez annyit jelent, hogy I. az átkapcsolót a kisütési állásba hozva: a lámpa nem fog kigyulladni, ha a sűrítő $(U - u_k)$ feszültsége kisebb a gyújtáshoz szükséges $u_k + \Delta$ értéknél, hol Δ a gyújtási és kialvási feszültség különbségét jelenti. Eszerint a kísérlet sikerének titka az, hogy az

$$U - u_k > u_k + \Delta \text{ illetve } U > 2u_k + \Delta \quad (1)$$

feltétel teljesüljön. Ha ez ki van elégítve, akkor a sűrítő a ködfénylámpán keresztül kisüthető, feszültsége azonban nem sülyedhet az $(U - 2u_k)$ érték alá, mert ekkor a lámpa sarkaira ható eredő feszültség

$$(U - u_k) - (U - u_k) = u_k$$

* Elhangzott 1957 XII. 11-én Győrött a Bolyai Társaság és a TIT együttes ülésén fizikus tanárok továbbképzése céljából.

éppen a kialvásival egyenlő. Eszerint az egymás után következő töltések és kisülések közben a sűrítő feszültsége csak az

$$(U - u_k) \text{ és } (U - 2u_k)$$

határok közt mozoghat s mivel a kisütésnél u_k feszültséget veszít, a következő töltésnél pedig ugyanennyit nyer, ennél fogva a további töltéseket és kisütéseket a ködfénylámpa egyenlő erős felvillanásokkal fogja jelezni, ha a két elektród felülete közel egyenlő nagyságú. A legfényesebb természetesen az első töltés felvillanása lesz, mert ennél a sűrítő feszültsége zérusról ugrik fel az $(U - u_k)$ értékre, ez pedig az 1. feltétel értelmében nagyobb mint u_k . Ha azonban ez a feltétel nem teljesül, akkor az első töltésnél még jelentkezni fog a felvillanás, a további kisütési és töltési próbálkozásoknál azonban nem.

Ezzel magyarázatot nyer a bevezetésben említett váratlan meglepetés, mert ott $U = 220 \text{ V}$, $u_k = 145 \text{ V}$ és $u_k + \Delta = 148 \text{ V}$ lévén a sűrítő maximális feszültsége az első töltéskor mindössze $220 - 145 = 75 \text{ V}$ -ra emelkedhetik, hiába kapcsolunk tehát át a kisütésre, a sűrítőben rendelkezésre álló 75 V feszültség nem elegendő a gyújtáshoz. Sőt még akkor sem érhetünk célt, ha a jelzőlámpát 110 V olt üzemfeszültségűre cseréljük ki, mert ennek 87 V gyújtó feszültsége még mindig nagyobb a sűrítőben kisütésre váró 75 V -nál!

2. Az átkapcsolót töltő állásba állítva vissza: a 220 V -os üzemfeszültségű ködfénylámpa most sem fog felvillanni, mert a ráható $220 - 75 = 145 \text{ V}$ kapcsolófeszültség kisebb a 148 V gyújtásánál.

3. A töltési és kisütési kísérlet az előző 220 V telep-feszültség mellett a 80 V kialvási feszültségű 110 V -os ködfénylámpával már menni fog, mert most a sűrítőnek 140 V -ra való feltöltődésénél áll elő a jelzőlámpa sarkain a kialvásival egyenlő $220 - 140 = 80 \text{ V}$ feszültség s így a kisütésnél a sűrítő 140 V feszültsége bőven elegendő a jelzőlámpa 87 V gyújtási feszültségének legyőzéséhez. Amíg azonban az első töltésnél $(U - u_k) = 220 - 80 = 140 \text{ V}$ -ot nyert a sűrítő, addig a kisütésnél $(U - 2u_k) = 220 - 160 = 60 \text{ V}$ -ra süllyed a feszültsége, vagyis a veszteség csak 80 V s éppen ez az oka annak, hogy az első töltés felvillanása jóval fényesebb a kisütésénél.

4. Újabb meglepetés: a töltési helyzetbe visszakapcsolva már csak olyan felvillanást kapunk, mint az előző kisütésnél. Most ugyanis a sűrítő feszültsége 60 V -ról emelkedik 140 -re, tehát a bekövetkezett 80 V feszültségnövekedésnek ugyanolyan felvillanás fog megfelelni, mint előbb a 140 V -ról 60 V -ra való, tehát szintén 80 V -nyi csökkenésnek.

Ezek után önként felvetődik az a kérdés, nem lehetne-e a fentebbiekben vázolt kísérleti nehézségeken valami fogással segíteni, s ezáltal a kísérletek sikerét egyszer s mindenkorra biztosítani?

IV. Egy célravezető eljárás. Az eddigi alkalmazási módnál a 110 V oltos ködfénylámpa olyan különleges ellenállást képvisel, melynek értéke a gyújtás pillanatában a végtelenről kb. 5600 ohm -ra csökken, s egyúttal fényjelen-séggel mutatja a töltés megindulását, a kialvási pillanatában pedig ismét végtelen nagy ellenállást vesz fel. Az ebből származó nehézségek azonban maguktól megszűnnek a ködfénylámpának legalábbis, megohm nagyságrendű R ellenállással való söntölésével.

Töltő állásba kapcsolva a ködfénylámpa most is momentán gyullad ki, s mindaddig égve marad, míg az R töltő ellenálláson bekövetkező feszültségesés (a csökkenő áramerősség miatt!) a lámpa kialvási feszültségéig nem süllyed. A ködfénylámpa ekkor kialszik ugyan, s ellenállása végtelenné válik, ez azonban nem okoz bajt, mert a vele párhuzamosan kapcsolt R ellenállás értéke változatlan marad, s rajta keresztül a töltés megszakítás nélkül mindaddig folytatódik, míg a sűrítő feszültsége el nem éri a töltő telepét.

Ezután kisütésre átkapcsolva a jelenség fordított polaritással s ugyanakkora fényerővel ismétlődik, feltéve, hogy a ködfénylámpa elektródjainak felülete egyenlő. (Ez a feltétel a használatos „jelzőlámpa”-típusnál jó közelítéssel teljesítve van!) A lámpa kialvása után azonban a mi módszerünkkel a kisütés nem akad fent, hanem az R

ellenálláson keresztül egészen a zérus értékig tovább folytatódik.

V. Az időkonstans jelentősége. Ha az R töltő ellenállást megohmokban, a sűrítő C kapacitását pedig mikrofara-dokban fejezzük ki, akkor a $\tau = RC$ szorzat mp-ekben adja azt az időtartamot, mely alatt a sűrítő feszültsége a végleges érték $63,2\%$ -ig emelkedik, illetve a töltő áram erőssége a kezdeti I maximális értéknek $36,8\%$ -ára süllyed. Mivel azonban bennünket a közelebbi részletek is érdekelnek, könnyebb áttekintés céljából a viszonyokat olyan grafikonban fogjuk ábrázolni, amely minden egyes esetre nézve érvényes, függetlenül az R és C értékeinek megválasztásától.

Evégből az elméletből csak annyit kell tudnunk, hogy a töltő áram időbeli leforgását az

$$i = I e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2)$$

a sűrítő növekvő feszültségét pedig az

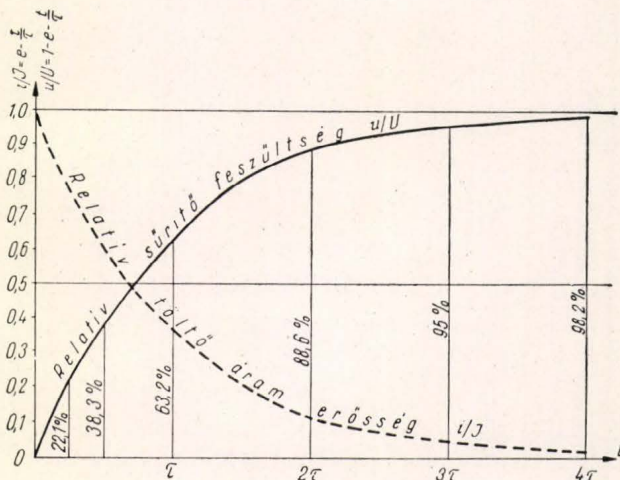
$$u = U (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3)$$

egyenlet szolgáltatja. Hogy minden egyes kísérlethez ne kelljen mindig új meg új grafikont készíteni, legegyszerűbb a pillanatnyi i , illetve u értékeket a megfelelő maximális I illetve U érték hányadrészeiben kifejezni, vagyis a

$$i/I = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$u/U = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}}$$

kifejezéseket ábrázolni, s magát a t folyó időt is a τ időkonstans hányadrészeiben, illetve többszöröseiben kifejezni. Ekkor a 2. ábrán látható görbék közül a vastagon kihúzott a sűrítő növekvő feszültségét, a szaggatott vonalú pedig az egyre csökkenő töltő áramot ábrázolja.



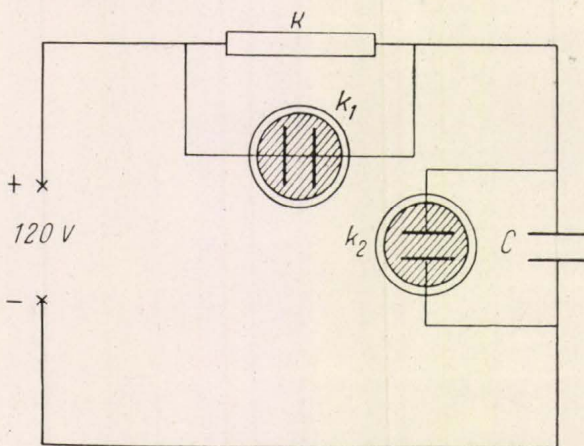
2. ábra — A relatív töltő áramerősség és sűrítő feszültség időbeli leforgása

Maga a maximális $I = U/R$ áramerősség független a használt sűrítő kapacitástól s egyedül csak a töltő feszültség és a töltő ellenállás függvénye. A következő táblázat adja a töltő áram és a sűrítő feszültségének néhány összetartozó értékét

Idő $t =$	$\tau/5$	$\tau/4$	$\tau/2$	τ	2τ	3τ	4τ
$i/I\%$	81,9	77,9	60,7	36,8	11,4	5,0	1,8
$u/U\%$	18,1	22,1	32,3	63,9	88,6	95,0	98,2

Ez a kis táblázat értékes útmutatással szolgál a kísérletek célszerű elvégzésére. Így pl. $R = 1\text{ M}\Omega$ és $C = 2\text{ }\mu\text{F}$ esetén $\tau = 2\text{ mp}$, tehát a töltési időtartamot nem szabad túlságosan rövidre választani, mert pl. fél mp-ig tartó töltésnél $t = \tau/4$ s így a sűrítő feszültsége csak 22%-a lesz a végleges értéknek. Ez 120 V töltő feszültségénél csak 26,4 V, tehát még igen messze jár a ködfénylámpa 87 V gyújtó feszültségétől, s így kisütésre kapcsolva nem kaphatunk felvillanást. A jelszó tehát ez legyen: elég időt kell hagynunk a töltésre és kisütésre egyaránt. Különösen fontos ennek betartása nagy időkonstans esetén, mert pl. $\tau = 40\text{ mp}$ esetén $\tau/4 = 10\text{ mp}$ lévén, ott vagyunk az előbbi példánál: a 22%-os eredménynél. Ebben az esetben igen érdekessé válik a kísérlet azáltal, ha az 1. ábra K átkapcsolója és a ködfénylámpás-komplexum közé Morse-billentyűt iktatunk. A töltő helyzetben a rúgós billentyűre gyors egymásutánban rácsapva a lámpa két-háromszor is felvillan s ugyanezt fogjuk tapasztalni a kisütésnél is.

VI. A villogó kapcsolás módosítása a töltő áram és a sűrítőfeszültség fáziskülönbségének kimutatására. A töltés fogalmából eleve világos, hogy először kell jönnie a töltő áramnak, s csak ezután emelkedhetik a sűrítő feszültsége. A kísérleti összeállítás a 3. ábra szerint csak abban tér el a szokásostól, hogy az R töltő ellenállással párhuzamosan kapcsolt s áramjelző gyanánt működő k_1 ködfénylámpa is szerepel benne.



3. ábra — A fáziskülönbség kimutatása két ködfénylámpával

$R = 1\text{ M}\Omega$ és $C = 6\text{ }\mu\text{F}$ esetben a bekapcsolástól számított 1 mp múlva alszik el lassú átmenettel az áramjelző s utána 3 mp múlva villan fel a feszültségjelző k_2 lámpa. Ezután nem várjuk meg a következő felvillanást, hanem

utána 2 mp múlva a sűrítőt kikapcsolva izzólámpán keresztül kisütjük, s a kísérletet ismételjük. Nagyobb kapacitás esetén időben még jobban szétnyúlik az egész jelenség.

VII. Mennyi ideig világít az áramjelző? Legyen az eredeti R nagyellenállás és a vele párhuzamosan kapcsolt ködfénylámpa eredő ellenállása R' , akkor az ennek mentén jelentkező iR' feszültségesésnek a kialakási u_k feszültséghez tartozó t' időpontját kell meghatározni. A (2) összefüggésnek mindkét oldalát az eredő R' értékével szorozva $sIR' = U$ helyettesítést alkalmazva, az egyenlet

$$u_k = Ue^{-\frac{t'}{\tau}}$$

alakban írható. Logaritmizálás után ennek megoldása

$$t' = \tau \frac{\log U/u_k}{\log e} = 2,3 \tau \log U/u_k \quad (4)$$

lesz az áramjelzőlámpa kialakulásának időpontja, illetve a *világítás időtartama*. Mivel ez egyenesen arányos a $\tau' = CR'$ időkonstanssal, a kísérlet szépsége érdekében ennek növelésére kell törekednünk, vagyis *elég nagy kapacitású sűrítőt kell alkalmaznunk!* Egyébként a töltőfeszültség növelése szintén hatásos s pl. $U = 120\text{ V}$ -nál $t' = 0,41\tau'$ és 160 V-nál $0,66\tau'$.

Gyakorlatilag teljesen elegendő 120 V száraz anódelepet, vagy megfelelő kapacitású anódpótlót használni. 160 V-nál nem érdemes tovább menni, mert már ekkor is 80 V a kondenzátor feszültsége, s így az áramjelző kialakása után pár pillanat múlva már eléri a feszültségjelző gyújtási értékét.

VIII. Mennyi idő múlva villan fel a feszültségjelző? Amint az áramjelző kialszik, a töltő áramkör ellenállása az eddigi $R' \approx 5600\text{ ohm}$ eredőről hirtelen felugrik az R nagy értékre. Ettől kezdve tehát a töltés már a jóval nagyobb R ellenálláson keresztül, vagyis jóval kisebb áramerősséggel történik a jóval nagyobb $\tau = RC$ időkonstans mellett s ez a *körülmény a kísérlet szépsége szempontjából előnyösen kitolja a feszültségjelző felvillanásának időpontját*. Mivel az elméleti számítás kissé hosszadalmas, csak a végeredményt közöljük

$$t'' = 2,3 \tau \log \frac{u_k}{U - u_{gy}} \quad (5)$$

alakban. Amíg tehát (4) értelmében a t' a töltőfeszültséggel együtt növekszik, addig (5) szerint a t'' ugyanakkor csökken s az áram bekapcsolásának pillanatától a feszültségjelző kigyulladásáig eltelt összes idő $t = t' + t''$. Jó szigetelésű kondenzátorokkal a kísérletek bármely 110 V-os ködfénylámpával remekül mennek, *Elko* kondenzátor azonban a nagy szököáram miatt nem használható. (Okvetlenül $U < u_k + u_{gy}$ legyen!)

Bodócs István
Győr

KÖNYVSZEMLE

Fényes Imre—Nagy Miklós:

MIKROFIZIKA

Gyönyörű és hatalmas forradalom ez a tudomány történetében! Úgy látszik, ugyanolyan átmeneti, vajdó korszakban élünk, mint mikor az újkor született a középkorból. Akkor a feudalizmust váltotta fel a kapitalizmus, az önkényuralmat a polgári demokrácia, a művészet újult meg a reneszánszban, a tudomány a humanizmusban. Most pedig a gazdasági, politikai és társadalmi élet nagy szociális átalakulásával egyidejűleg benne élünk az anyagi étellel természetesen elválaszthatatlanul együtt jelentkező szellemi élet forradalmának sodró áramában is. Nem is lehet ez másképpen! Az emberiség anyagi életének átszerveződésével együtt alakul ki egy új művészeti ízlés és egy új tudományos feljegyzés. A csillagok világát csak az atomok és vírusok életével párhuzamosan ismerhetjük meg, s a szocializmus vív-

mányait csak a modern természettudomány és technika kialakításával egyidejűleg lehet megvalósítani.

E nyitánnyal indul a hazai fizikai ismeretterjesztő irodalom legújabb figyelemre méltó műve. Tárnya az atomfizika, amelyről már annyian írtak világszerte és nálunk is népszerűsítő könyvet, felületeseket és néha jókat is. Kíváncsian vesszük kézbe Fényes Imre és Nagy Miklós könyvét: mit tud újat, értékesebbet nyújtani?

Széles távlatban mutatják be a szerzők az újkori kémiai atomfogalom kialakulását, az atomelmélet XIX. századi mechanisztikus korszakát, majd az atomszerkezet modellszerű megismerését (Bohr) századunk elején. Nyolevan oldal után azonban már a húszas években járunk, amikor a korpuszkula és hullám kettősségében próbálják elhelyezni az atomon belüli anyag mechanisztikus keretek közül kitorzó állapotait. A kvantummechanika (és nem a Bohr-elmélet) alapján kezdik meg az atomok és molekulák szerkezetének bemutatását. És e

ponton válik el a szerzők útja az ismeretterjesztő atomfizikai irodalom szokásos felszínes módszereitől. A kvantummechanika elvi vagy gyakorlati szempontból nehezebb területeire jutva rendszerint kifogy a népszerűsítők lendülete. Akik oly szívesen időztek a Bohr-elmélet ellipsziseinél, amelyek őket a bolygópályákra emlékeztették, megtorpannak a kicserélődési energia, fel nem cserélhető operátorok, méréselmélet problémáinál; elnagyolják, sőt elmellőzik azt, ami a modern fizika forradalmában legmerészebb, legforradalmibb és legérdekesebb. E könyv szerzői viszont szemmel láthatóan e kérdésekre tartogatják erejüket. Élményszerűen gazdag például a periódusos rendszer tárgyalása, a molekulaszervezet, kémiai kötési lenyomat feltáró diszkussziója. Így minden gondolat kísérletnél meggyőzőbben feltárul az olvasó előtt a kvantummechanikai szuperpozícióelv valóságtartalma.

A mondottakból már kitűnik, hogy a könyv volta képpeni tárgya és célja a kvantummechanika. Az atommag tárgyalásánál sem kalandozik el olyan hálás témák csábításának engedve, mint az elemátalakítás, radioaktív izotópok vagy atomenergia. Tartva magát a kitűzött egységes vezérfonalhoz, úgy írja le az atommagot, mint a kvantummechanika törvényeivel analízálható összetett részecske-rendszert.

A könyv éppen azáltal tarthat számot fokozott érdeklődésre, hogy szinte úttörőként választja feladatának az atomfizika „legelhátlanabb”, valójában alapvető elvi jelentőségű területeinek igényes bemutatását. Igaz, hogy stílusa és színvonala nem egyöntetű, mesészerű elbeszélő részek mellett komoly elmélyedést igénylő fejezetek, élményszerűen magávalragadó részek mellett az „ezt is bele kellett venni” jellegű fakóbb fejezetek találhatók. Egy-két apróbb javítandó részlet is van. (Csúnya eredményre jut pl. a 210. oldalon közölt számításban egy felesleges kikerekítés folytán.) A *bis dat qui cito dat* (sőt először ad!) elve alapján a következő kiadásokban úgyis kicsiszolódó egyenetlenségek mellett is úgy érzem, hogy hasznos és bátor alkotással gazdagodott fizikai tárgyú irodalmunk, amelynek legtöbb fejezetét a nagyközönség, de egyes részei a szakember is felfokozott érdeklődéssel olvashatja végig.

Vonatkozik ez elsősorban a könyv lezáró fejezetére, amely a modern kvantummechanika elvi alapjaival és ismeretelméleti problémáival foglalkozik. Nálunk és határainkon kívül is méltánylást váltottak ki az egyik szerzőnek azon törekvései, hogy lelkiismeretesen lehántsa a formalizmus és interpretációs körítés adta borítást a kvantummechanika lényegéről, pozitívumáról, és megragadja a továbbfejlődés egészséges irányát. Kutatásainak új állomásaként kialakult felfogását tükrözi ez a fejezet, amely a könyv kiemelkedő értéke. A szerző először is rámutat arra, hogy a húszas évek kaotikus viszonyai közt, a fantasztikus felismeréseket és következtetéseket szolgáltató években haladó tett volt olyan munkamódszer bevezetése, amely „megakadályozta a fantázia *jelelőitlen és alaptalan szárnyalását*”. Az eredeti, de meggyőző gondolatmenet alapján azt is el kell fogadnunk, hogy ez a forradalmi szigorúságú rendszabály később, évtizedekkel a forradalom győzelme után, kerékkötővé válhat. Nagyon érdekes a kvantummechanika axiomatikus — maradandó értékű — megalapozásának és a koppenhágai iskola által adott, a komplementaritási elv túlhangsúlyozásában kicsúcsosodó szemléltetésnek a szétválasztása. A szerző ezt a szétválasztást a kvantummechanika axiomáinak konkrét elemzésével támasztja alá, ezzel is bekapcsolódva abba a ma elterjedő irányzatba, amely a kvantummechanika objektív tartalmát helyezi előtérbe, a korábban egyoldalúan elterjedt szubjektívista nézőponttal szemben. (Különösen ügyes pedagógiaiilag a két-dimenziós Hilbert-térnek szemléltetési eszközként történő bevezetése.)

Az olvasót megkapja és különösen gondolkodásra készteti az a párhuzam, amelyet a szerző a kvantummechanika és a termodinamika között von. Mindkettőt mint tudatosan fenomenológiai programmal megalkotott elméletet ítéli meg. Amiként a termodinamika tette lehetővé jó hőerőgépek tervezését, ugyanúgy a kvantummechanika vezetett el a modern anyagszerkezeti kuta-

tásokhoz, ezért mindkettő a társadalmi haladás fontos mozzanata. A fenomenológiai jelleg kiemelkedésével a szerző azt kívánja hangsúlyozni, hogy a kvantummechanika ugyan maradandó értékű, de nem befejezett alkotás. Amiként a fenomenológikus termodinamikát követte a determinista modellre nyújtó statisztikus termodinamika, úgy várja a szerző egy determinista atommodell kibontakozását. Ez a sugallt következtetés feltétlenül tiszteletre méltó tudományos álláspont. A tudománytörténeti párhuzam meggyőző ereje azonban vitatható is. Gondolhatunk ugyanis arra, hogy pl. az elektrodinamika fejlődése mást mutat. Ott előbb volt a mechanisztikus modell, majd a tapasztalat kényszere után az ettől való megtisztulás jelentette a fejlődést. A szerző kifejezés módja szerint a relativisztikus elektrodinamika kétségkívül fenomenológiaiabb, egyben vitathatatlanul igazabb elmélet, mint az éterfelfogás. Ma már (éppen a kvantummechanika révén) tudjuk azt is, hogy a statisztikus termodinamika mechanisztikus felfogása is egyoldalú volt. Inkább azt a tanulságot sugallja a tudománytörténet, hogy az anyag újonnan megismert megjelenésformáit annak részletes kísérleti tanulmányozása és elméleti analízise, nem pedig a fizika régebbi ismeretelméleti kereteibe történő besorozás révén kell feltárunk. A tudomány már nagymértékben túljutott a szubjektívista értelmezés korszakán, — ezt bizonyítják a könyv utolsó lapjai is. A kvantummechanika valóban nem tökéletes teljességű, de a referens inkább azok felfogásához csatlakozik, akik ennek okát nem ismeretelméleti hiányosságokban látják, hanem az anyag *kimeríthetetlen gazdagságát* mutató tulajdonságaiban, amelynek további feltárása a még nagyobb energiák és még kisebb távolságok fizikájától várható.

M. Gy.

A TERMÉSZETTUDOMÁNYI KÖZLÖNY 1959-ES ÉVFOLYAMA

A Természettudományi Közlöny tavalyi, kilencvenedik évfolyama is eredményesen járult hozzá a tudomány népszerűsítésének fontos feladatához. A lap a legkülönbözőbb szakterületekről közölt ismertetéseket: a fizika és a biológia, a technika és a földrajz, az asztronautika és az agronómia iránt érdeklődő olvasó egyaránt módot találhatott ismereteinek gyarapítására. Az egyes tudományágak általában helyes arányban voltak képviselve, a matematika kivételével. Matematikai tárgyú közlemény egyetlen egy jelent meg (Adler György: A matematika tételeiről és bizonyítási módszereiről), pedig éppen ez a cikk bizonyítja, hogy matematikai kérdéseket is lehet jól népszerűsíteni.

A fizika és a csillagászat már fontosságuknak megfelelő helyet foglaltak el. Nem térhetünk ki minden ilyen irányú cikk ismertetésére, a technikai tárgyú közleményekről nem is beszélve. Mindenesetre megállapíthatjuk, hogy a különböző témájú cikkek széles áttekintést adtak a fizika és a csillagászat egész területéről. Talán csak egy tárgykört hiányolhatunk. A nagyenergiájú magatörlések és az elemi részek vizsgálata napjainkban a fizika legfontosabb feladata. Ezekről a kérdésekről is szívesen olvasnánk a Közlönyben.

A mesterséges bolygók és a holdrakéták kérdésével a legkülönbözőbb szempontokból ismerkedhettünk meg. (Az általános relativitáselméletől az orvostudományig.) Ez arra mutat, hogy a Közlöny nyomon tudja követni a legaktuálisabb eseményeket is.

Ami az egyes cikkeket illeti, az elméleti csillagászat területéről ki kell emelnünk Balázs Béla cikkét (Az elemek gyakorisága és keletkezésük a világegyetemben). Balázs cikke a tudomány legújabb eredményeit tárgyalja, mégpedig nagyon alaposan és mégis közérthetően. Baán Simon két tanulmánya is nagyon érdekes, de Világszigetek — a tejútrendszerek c. cikkének utolsó mondataival nem érthetünk teljesen egyet. A hierarchikus kozmológia gondolata rendkívül figyelemre méltó, de a táguló világegyetem hipotézise mellett is legalább ugyanannyi érv szól, ezért kissé merész dolog a hierarchikus világrendszert mint szinte bebizonyítottat bemutatni.

Az elméleti fizika körében *Abonyi Iván* a relativitáselméletéről írt cikksorozatát. A lap kivonatossan közli *G. V. Szckrockij* — *A. A. Kokin*: Megmaradási és átalakulási törvények a fizikában című, a Voproszi Filozofii 1958. 10. számában megjelent tanulmányát. Szckrockij és Kokin sikra szállnak a fizikai jelenségek vulgáris értelmezése ellen, és hangoztatják, hogy „csak valamenyny megmaradási törvény együttes vizsgálata teszi lehetővé azt, hogy meghatározzuk az adott fizikai rendszerben lehetséges folyamatokat”. A fizika és a filozófia határterületének egy érdekes kérdését ismerteti *Fényes Imre* és *Fáy Gyula* tanulmánya: a Kvantumelmélet és a „pszichofizikai paralelizmus”.

Erdey-Grúz Tibor akadémikus cikkei (Molekula és vegyület, Az uránig hiányzó kémiai elemek, Az uránon túli kémiai elemek) a kémián kívül a fizika iránt érdeklődőknek is el kell olvasniuk.

A kísérleti és gyakorlati tárgyú cikkek közül igen érdekesek *Aujeszký Lászlónak* a jövő energiaforrásaival és a világ energiagazdálkodásának új lehetőségeivel fog-

lalkozó tanulmányai. Az első magyar atomreaktorral *Szabó Ferenc* és *Várkonyi Lajos* ismertetik meg a lap olvasóit. De nemcsak ilyen modern kérdésekről olvashatunk érdekes közleményeket. Olyan cikkeket is találtunk, amelyek azt bizonyítják, hogy a klasszikus fizika területe is bőven nyújt feldolgozható anyagot. (Pl. *Richter Nándor*: A téli sportok fizikája, *Szimán Oszkár*: Fekete villámok)

Sajnos, olyan cikkekre is rábukkantunk, amely nem érte el kitűzött célját. A sebességtől függő idő c. cikk nem fogja meg helyesen a relativitáselmélet időparadoxonának kérdését. Az ilyen elvont kérdésekről a lapnak csak nagyon alapos tájékozottsággal megírt ismertetéseket volna szabad közölnie.

Úgy véljük, hogy a Természettudományi Közlöny 1959-es évfolyama lényegében jól oldotta meg nehéz feladatát és biztosak vagyunk abban, hogy ezután is jó munkával segíti majd a természettudományos ismeretek és a tudományos világnézet terjesztését.

J. F.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Kozmikus sugárzás és a változófényű csillagok. Ismeretes, hogy a kozmikus sugárzás az égbolt minden irányában egyforma intenzitást mutat. Azok a kísérletek, melyek a Tejút síkjából, illetőleg egyes gázködökből érkező kozmikus sugárzás többletet kívántak kimutatni, negatív eredményre vezettek. Eltekintve néhány erős napkitöréstől, nem volt tudomásunk olyan égi objektumról, amely erősebb kozmikus sugárzást bocsátott volna ki.

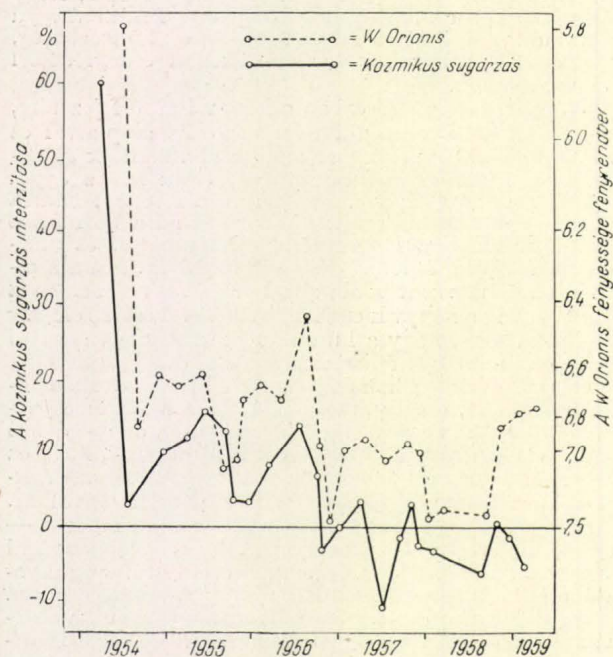
Úgy látszik azonban, hogy mégis vannak egyes csillagok, amelyeket az átlagnál erősebb kozmikus forrásként tekinthetünk. Takashi Murayama a Nagoya Egyetem Fizikai Intézetének munkatársa újabban beszámolt a W Orionis változófényű csillagról végzett megfigyeléseiről (A. A. V. S. O. Abstracts, 1959 May, 5—6 l.). Murayama észrevette, hogy a W Orionis környékéről az átlagnál erősebb kozmikus sugárzás érkezik. Megfigyelését egy érzékeny és szűk látószögű GM-teleszkóppal végezte, így sikerült a sugárzás forrásának helyzetét ívperc pontossággal lokalizálnia (Rektaszcenzió $\sim 5^h 00^m$, Deklináció $\sim 0^\circ$). Ezek az adatok jól egybevágnak a W Orionis helyzetével.

Az 1954 óta folytatott megfigyelések másik érdekes eredménye az volt, hogy a W Orionis irányából érkező kozmikus sugárzás intenzitása változik. Az intenzitásváltozás mértéke átlagosan 15—20%, 1954 első felében azonban felülmúlta az 50%-ot is, így mindenképpen meghaladta a mérési hibát. Összevetve a sugárzás intenzitásváltozását a W Orionis fényességváltozásával, Murayama igen jó párhuzamot kapott. A sugárzás erőssége meglepő pontossággal követi a csillag fényességváltozását, amint azt a grafikon is mutatja. (A kihúzott vonal a kozmikus sugárzás százalékokban mért intenzitását, a szaggatott vonal a W Orionis fényrendekben megadott fényességét mutatja.) Ezek szerint a kozmikus sugárzás és a csillag fényessége között szoros kapcsolatnak kell lennie.

Murayama megfigyelései igen érdekesek, azonban több nyílt kérdést is hagynak. Feltűnő pl. a szoros párhuzam a csillag fényességváltozása és az ebből az irányból érkező kozmikus sugárzás erőssége között. Ez azt jelentené, hogy ha tényleg a W Orionis a sugárzás forrása, úgy a csillag által emittált részecskéknak fénysebességgel kell haladniuk.

A kérdés eldöntéséhez feltétlenül nagy számú észlelésre van szükség. Rendszeresen kellene figyelni a W

Orionishoz hasonló típusú szabálytalan változócsillagokat, ezzel párhuzamosan az ezek irányából érkező kozmikus sugárzás intenzitásának regisztrálására is



A W Orionis fényességváltozása (—) és az irányából érkező kozmikus sugárzás intenzitásváltozása (- - -) 1954—59 között.

szükség volna. Mindenesetre, ha ezek a megfigyelések pozitív eredményre vezetnek, úgy közelebb juthatunk a kozmikus sugárzás eredetének megoldásához.

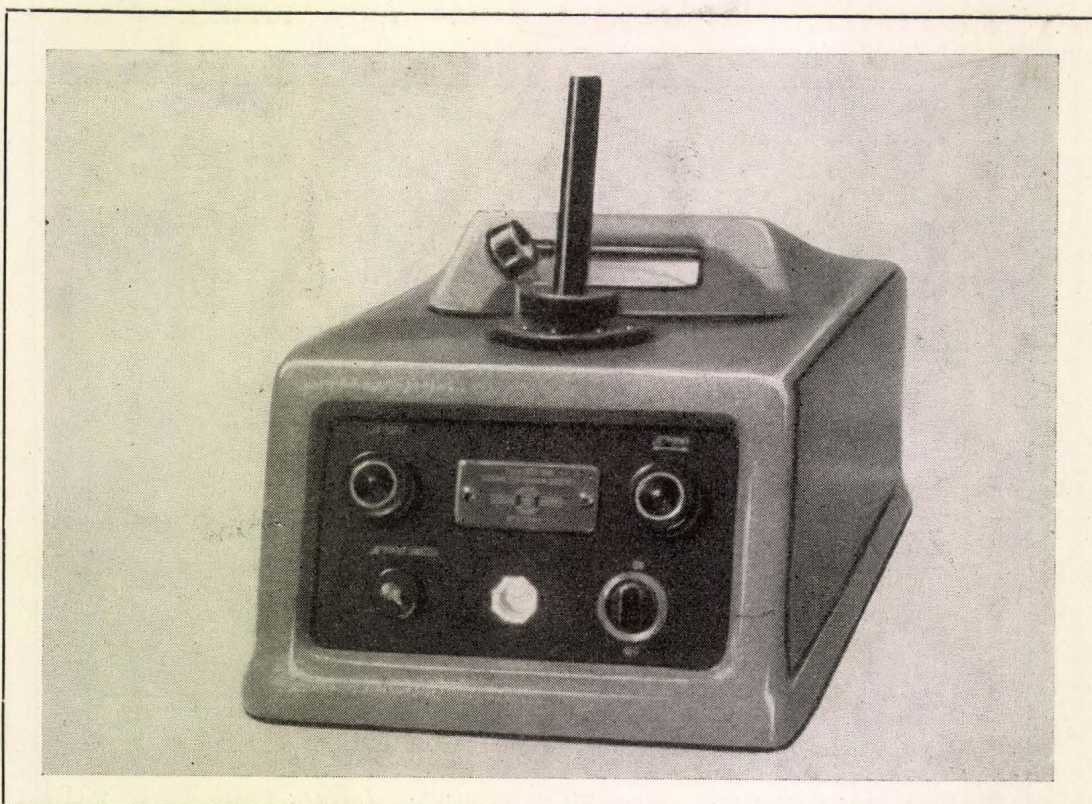
íj. Bartha Lajos

TIT Uránia Csillagvizsgáló

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



8.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Horváth János, Keszthelyi Lajos Mátrai Zsuzsanna, Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrini Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrini Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest, V., József nádor tér 1.)
és bármely postahivatalnál
Csekk számlaszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás az M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)
Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Max von Laue

Max von Laue: L. Lange, egy méltatlanul elfeledett ember

Kiss István: Fázisegyensúlyok és izotóp szétválasztás

Az 1960. évi Lenin-díjasok

Bozóky László: Egyéni dózismérők

L. I. Sedov: A holdrakéták pályáiról

Mátrai Zsuzsanna Jolán: A kopernikánizmus és annak
elterjedése Magyarországon II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Szimán Oszkár: Az első magyar nyelvű könyv az elektro-
mosságról

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Макс фон Лауэ

М. ф. Лауэ: Л. Ланге—несправедливо забытый человек

И. Киши: Фазовые равновесия и сепарация изотопов

Лауреаты Ленинской премии 1960-года

Л. Бозоки: Индивидуальные дозиметры

Л. И. Седов: О траекториях лунных ракет

Э. Земплэн Матраи: Учение Коперника и его распространение во Венгрии II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

О. Симан: Первая книга на венгерском языке об электричестве

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

Max von Laue

M. v. Laue: L. Lange, ein unrecht vergessener Mann

I. Kiss: Phasengleichgewichte und Isotopentrennung

Leninpreisträger im J. 1960

L. Bozóky: Individuelle Dosimeter

L. I. Sedov: Über die Schußbahnen der Mondraketen

Frau Mátrai J. Zemplén: Der Kopernikanismus und seine Verbreitung in Ungarn II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

O. Szimán: Das erste ungarische Buch über die Elektrizität

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Mágneses rendszerű egyéni dózismérők töltő-mérő készüléke kivetített skálával (Gamma Optikai Művek)

A kiadásért felelős: Bernát György, az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett: 1960. I. 7. — Példányszám: 1500 — Terjedelem: 4 (A/5) ív

60.51360 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

8. szám

1960. augusztus

MAX LAUE

1879—1960

A görög mondavilág nagyon emberarcúra, nagyon kicsinyesre kigondolt isteneinek nyüzsgésében sokuk számára legrokonszenvesebbek a titánok. Ezek a nagy emberi tulajdonságokat mutató óriások még a régi istenek világának a szülöttei, de felismerve annak elévültségét, segítenek a megdöntésben, ők vitték az újért vívott harc kezdeményező szerepét. Amikor azután megszületik az új, mozgékonyabb, tekintélyeket és eszméket könnyen elvető kor, már kissé idegenül mozognak benne, elismerik annak sikerét, de határozott kritikával kísérik annak elhajlásait. A lelkiismeret szerepét játsszák olyan időben, amikor arra nagyon nagy szükség van, nem törődve azzal, hogy elfogadják vagy elutasítják szavukat.

Ezek a titánok jutnak eszünkbe, ha Max Planck, Albert Einstein, vagy Max von Laue szerepére gondolunk a XX. század fizikájának történetében. Az ő titáni munkásságuk nyitotta meg a modern fizika korszakát, amely a klasszikus helyébe új elveket, új törvényeket és új világképet helyezett. És az ő lelkiismeretes szavuk nélkül könnyen a valódi érték elvetésébe, a talajtalan ingoványba rohant volna a fejlődés.

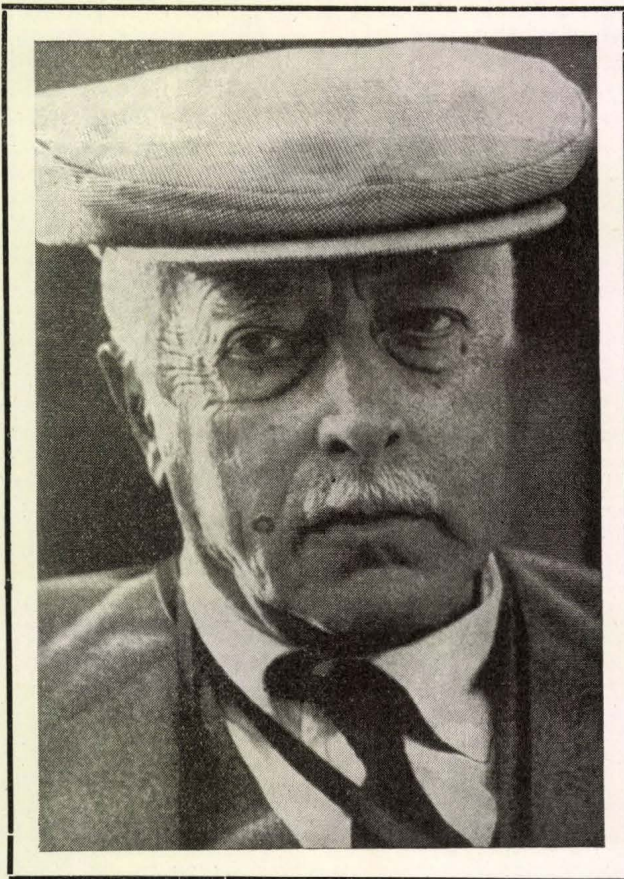
Planck és Einstein után ez év áprilisában Laue is eltávozott közülünk, nem munkába és életbe belefáradtan, hanem egy vak autóbaleset áldozataként.

Mint Planck tanítványa, a fiatal Laue korán megismerkedett a kvantumelmélet születését előkészítő és meghozó problémákkal. Interferencia, koherencia, termodinamikai valószínűség azok a fogalmak, ame-

lyek fontosságát a századfordulón újra felismerték, és amelyek a modern fizikában döntővé váltak. Első fényoptikai kutatásai után 1906-ban már kimutatja lényegmeglátó erejét. Idézzük erről a nálunk kellőképpen nem méltányolt, de a kvantumelmélet fogalom-

körét előkészítő dolgozatról saját szavait: „Két térbelileg különálló rendszer általában statisztikailag független egymástól, úgyhogy valószínűségeiket össze kell szoroznunk, ha az egész rendszer valószínűségét ki akarjuk számítani. Ennek a műveletnek a részrendszerek entrópiájának összeg-entrópiává való additív egyesítése felelne meg, ami a klasszikus termodinamika alapfeltevései közé tartozik. Ha mármost így számítjuk ki két koherens sugár entrópiáját, amelyet egyetlen sugárból tükrözéssel és töréssel állítunk elő, akkor azt találjuk, hogy összentrópiájukra nagyobb értéket kapunk, mint az eredeti sugáré. De a koherens hullámokra bontás megfordítható: két koherens sugarat megfelelően alkalmazott töréssel és tükrözéssel ismét egyesíteni lehet. A két koherens sugár összentrópiájának

következésképpen egyenlőnek kell lennie az eredeti sugáréval. Az ellentmondás feloldódik, ha feladjuk az entrópia additivitását. És ezt a Boltzmann-elv értelmében valóban meg is kell tennünk, mert a két sugár statisztikailag nem független egymástól, hanem az egyik sugár rezgésének minden részletébe meghatározható módon belejátszik a másik sugár rezgése. Ez az egyetlen kivétel az entrópia additivitása alól a Boltzmann-féle elv nélkül érthetetlen maradna.”



A világhírt és a Nobel-díj koszorúját 1912-ben az a gondolat szerezte meg számára, hogy a Röntgen-sugarak rácsszerűen elhajlíthatók kristállyal. A kísérletet Friedrich és Knipping végezte el, teljes sikerrel, és ez ma a középiskolai tananyagnak, az ipari anyagvizsgálati eljárásoknak szerves része. A felfedezéshez Laue fényoptikai vizsgálatai vezették el; horderejét csak akkor tudjuk felfogni, ha visszagondoljuk magunkat a század első éveibe, amikor nemcsak a Röntgen-sugarak hullámtermészete, hanem sokak számára még az anyag atomos szerkezete is kétkedés tárgya (sőt elvileg bebizonyíthatatlan kísérletállítás) volt.

A relativitáselmélet felállítása nagy élményként hatott számára. Őt mindig a teljes természet megértése foglalkoztatta, így az elsők közt fogta fel Einstein gondolatainak valóságértékét. Tőle származik az új elmélet első tankönyve (1911), amelynek döntő szerepe volt az elmélet sikeres elterjedésében. Számos dolgozata vitte előre az elmélet tisztá és biztos meg-alapozását (a fény terjedése mozgó közegekben, korlátozás véges szabadsági fokú merev testek lehetetlensége, az elektromágneses energia és impulzus relativisztikus viselkedése, az elektron stabilitása, a fény terjedése nem euklidesi térben). Még akkor is, amikor Németországban politikailag veszélyes tettek számított a relativitáselmélet művelése, bátran közölt egy dolgozatot a Wien-törvénynek a relativitás elvén alapuló levezetéséről. Leginkább az inerciarendszer Einstein kezében tisztává kristályosodott fogalmát értékelte. Ő hívta fel a figyelmet a múlt század úttörő fizikusának, Langenak e téren kifejtett munkásságára.

Korábban említett munkáinak gondolatkörébe kapcsolódnak azok az újabb kutatások, amelyek során tanítványával, Fritz Londonnal együtt a szupravezetés ellentmondásosnak tűnő elektrodinamikai és termodinamikai jelenségét tisztázták makroszkopikusan. Tudta, hogy a végleges magyarázatot csak mikroszkopikusan lehet megadni, de élete végén ezt is megértte a Bardeen — Bogoljubov-elmélet felállítása után.

A kvantummechanika modern fejlesztésébe már nem kapcsolódott bele. Feltétel nélkül elismerte annak

eredményeit, de a valószínűségi jelleg és a koppenhágai iskola által előtérbe helyezett szubjektív nézőpont (a komplementaritás elvének centrumba tétele) idegenül hatottak számára. Nem ment az éles kritikában addig, mint Einstein. Ehelyett inkább azt hangoztatta, hogy a mechanisztikus golyóként, illetve mechanisztikus hullámként felfogott atomi részek indeterminista interpretációjú mozgásleírása helyett inkább azok valódi, nemmechanisztikus jellegének megismerésére, és a viselkedésük lényegében kauzális leírására kell törekedni. Meg kell mondanunk, hogy a kvantumfizika legkiemelkedőbb modern művelői éppen ilyen irányban fejtik ki a kvantummechanika objektív tartalmát.

Laue munkásságának teljes áttekintésére nem vállalkozhatunk e helyen. A fizikusok körében megbecsült könyveinek címét mégis felsoroljuk: *Das Relativitätsprinzip* (1911), *Die allgemeine Relativitätstheorie* (1921), *Röntgenstrahlinterferenzen* (1934), *Materiewellen und ihre Interferenzen* (1943), *Theorie der Supraleitung* (1947), *Geschichte der Physik* (magyarul is megjelent ebben az évben).

Élete utolsó éveit göttingi katedrájáról visszavonulva Berlinben töltötte, Geiger halála után vezette a modern fizika kialakulásával összeforrott *Zeitschrift für Physik* szerkesztését, ahol lelkiismeretes kritikai hangját sokszor hallatta a beküldött cikkek szerzői felé. 1955-ben részt vett nagy barátjának, Einsteinnek tiszteletére a két Németország fizikusai által közösen rendezett emlékülés szervezésében. Itt személyesen megismertük elpusztíthatatlan fiatalságát, élénken elbeszélgetett a magyar küldöttség tagjaival, megemlékezett Eötvös iránt érzett tiszteletéről. A legutóbb a humánus józanság és tisztesség hangján emelte fel tekintélyes szavát azok ellen, akik az emberi kultúra nagy alkotásának, a modern fizikának eredményeit emberellenes, háborús célokra szeretnék felhasználni.

És most a magyar fizikusok is őszinte nagyra-becsüléssel tisztelegnek sírjánál. Óriási korszaka volt a tudománynak a modern fizika kibontakozása, és ez a kor kitermelte hozzá az óriás embereket is. Közéjük tartozott Max von Laue.

M. Gy.

Ludwig Lange, egy méltatlanul elfeledett ember

Ki volt L. Lange? A Poggendorff-féle „Biographisches Handbuch”-ban nem szerepel a neve, az egyik filozófiai kézikönyvben találunk csupán néhány adatot első 23 évről; ez minden, ami róla nyomtatásban fellelhető. A véletlen hozta tudomásomra, hogy utoljára Heilbronnban élt. Heilbronn a.N. azonban 1944. óta romhalmaz; lakosok jegyzéke vagy hasonló nincs többé. Mégis sikerült Lange rokonait felkutatni, és segítségükkel több dokumentumot megszerezni, így pl. iskolai bizonyítványokat, doktori diplomáját, saját önéletrajzát 1927-ből és halotti bizonyítványát.

Miért érdekel minket ez a férfi? Az ok nem csekély. L. Lange a fizikai vonatkoztatási rendszerek Copernicus, Kepler, Newton által nem teljesen megoldott problémáját a lezártág olyan fokára emelte, amihez újat csak Einstein relativitáselmélete tudott hozzáfűzni. Vegyük szemügyre a kérdést közelebbről.

Copernicus vezette be a fizikába (beleszámítva az asztronómiát is) a heliocentrikus, tengelyeivel csillagokhoz igazodó vonatkoztatási rendszert. Kepler a bolygómozgást leíró három törvényt már erre a rendszerre vonatkoztatta. S ezt tette végül Newton az egész dinamika alapjává. Ezzel, tehát

1700 körül, a kérdés gyakorlatilag elintéződött. Elméletileg azonban nem. Milyen jogon részesítjük ezt a vonatkoztatási rendszert előnyben egyéb elképzelhető rendszerekkel szemben? Hiszen szigorúan véve még csak nem is definiáltuk pontosan; az égbolt csillagvilága nem változatlan.

Newton maga teljes mértékben tudatában volt az itt felmerülő nehézségeknek, sőt az sem kerülte el a figyelmét, hogy az idő mérése is hasonló, az előbbivel összefüggő problémát rejt magában. Meg is kísérelte mindkét kérdés megoldását, és pedig az „abszolút” tér és az „abszolút” idő feltételezésén keresztül. Azonban sem ő, sem bárki, aki a dologgal foglalkozott — Leibniz, Euler, Kant, C. Neumann, Mach, Thomson és Tait, Zöllner, A. Riehl nevét vonultatja fel Lange ebben az összefüggésben — nem volt képes megjelölni, hogy a fizikus milyen természetű megfigyelések alapján tudja legalább elvben az abszolút teret és az abszolút időskálát felismerni. Csupán ugyanennek a problémának más beállításáról van szó, ha a sebesség vagy gyorsulás abszolút vagy viszonyított volta felől érdeklődünk, vagy pedig azon fáradozunk, hogy a Galilei-féle tehetetlenségi elvnek logikailag kifogástalan megfogalmazását adjunk.

A probléma Langetól származó megoldása a „valami kísérteties” abszolút tér és abszolút idő helyére az inerciarendszer és az inerciaidő világos fogalmát állítja. Két definíciója és két teorema mindent tartalmaz.

I. Definíció: Inerciarendszernek nevezünk egy koordinátarendszert, ha az olyan felépítésű, hogy rávonatkoztatva az egy ponton átmenő, folytonosan leírt pályái három egyidejűleg ugyanezen pontból elindított és rögtön utána magárahagyott tömegpontnak (melyek azonban nem feketnek egy egyenesen) valamennyien egyenes vonalúak.

I. Teorema: Valamely inerciarendszerre vonatkoztatva minden negyedik magára hagyott tömegpont pályája is egyenesvonalú.

II. Definíció: Inerciaidőskála az olyan időskála, amelyre vonatkoztatva valamely magárahagyott tömegpont egyenletesen mozog tulajdon inerciapályáján.

II. Teorema: Inerciaidőskálára vonatkoztatva minden más magárahagyott tömegpont is egyenletesen mozog saját inerciapályáján.

Így áll szóról-szóra mindkét dolgozatának végén [„Über die wissenschaftliche Fassung des Galileischen Beharrungsgesetzes”, W. Wundt, „Philosophische Studien c. folyóiratában, Bd. II., 266 és 539 (1885)], s ugyancsak ezzel végződik Lange mai napig is rendkívül érdekes tanulmánya: „A mozgás fogalmának történeti fejlődése, és ennek várható végeredménye”, Lipcse 1886.

A definíciók értelemmel bírnak a tapasztalathoz való visszanyúlás nélkül is, értékük természetesen nem lenne sok, ha a tapasztalat nem szólna a két teorema helyessége mellett. Első lépésben a két utóbbi csupán a tehetetlenségi törvény kifejezése. Lange elgondolása azonban magától értetődően az volt, hogy az inerciarendszerekben és az inerciaidőskálára vonatkoztatva az egész

newtoni dinamika (amire akkoriban az egész fizikát visszavezethetőnek vélték) érvényes. Lange több helyütt ki is jelenti, hogy az ő definíciói még semmilyen utasítást nem fejeznek ki a kísérletező számára az inerciarendszer és inerciaidő rögzítése céljából. Az így kibővített, tisztán tapasztalati teoremaiban rejlik az inerciarendszer és inerciaidő létjogosultsága, és amennyiben a copernicusai vonatkoztatási rendszer inerciarendszernek bizonyul, az utóbbinak sokat keresett létjogosultsága is.

Mint ismeretes, igen messzemenően ez a helyzet, azonban mégsem egészen maradéktalanul. Csillagászati vizsgálatok azt mutatják, hogy a copernicusai rendszer évszázadonként csaknem 1 ívmásodperccel elfordul és — ugyancsak asztrolómiai megfigyelésekre épülő — időskálánk kismértékben, de kimutathatóan eltér a „helyes” azaz inerciális időtől. Az idevágó vizsgálatokat csupán Lange definíciói ruházzák fel értelemmel.

Miért nem hallottunk azonban a későbbiekben semmit erről az emberről, aki ekkora tudományos tettet hajtott végre, s aki azután még 50 évig élt? A felvilágosítást életének története adja meg, ami fölött mélységes tragédia lebeg. Az említett önleleírás és más dokumentumok alapján tudjuk a következőket.

Gustav Ludwig Lange a klasszika filológia egyetemi tanárának, Ch. C. L. Langenak hét gyermeke közül hatodiknak született 1863. VI. 21-én Giessenben. 10 éves koráig magániskolába, majd a lipcsei Tamás-gimnáziumba járt. Az egyetemen elsősorban matematikát, azonkívül logikát, ismeretelméletet, filozófiatörténetet, lélektant és etikát tanult. Apja 1885-ben meghalt, s először úgy látszott, hogy tanulmányait nem folytathatja. Azonban W. Wundt, a híres lipcsei pszichológus, akinek bizonyára feltűnt hallgatójának tehetsége, maga mellé vette mint asszisztens. Lange 1887-ig maradt ebben az állásban, valamennyi eredménye ebből az időszakból való.

W. Wundton kívül a matematikus A. Voss, a fizikus E. Mach és a csillagász H. v. Seeliger is elismerését fejezte ki iránta. Hogy nem szélesebb körök nyilatkoztak így, nem tartjuk csodálatosnak. Rejtett finomságú ismeretelméleti gondolatok sohasem keltettek feltűnést, ha mégoly jelentősek voltak is, ha csak nem vezettek olyan következményekre, amelyek, mint a copernicusai rendszer a maga idejében, vagy később Einstein relativitáselmélete, érzelmi ellenállást váltottak ki. Vajon Lange annak idején lényegesen több elismerést remélt, és csalódottnak érezte magát? Önleletrajzában ezt írja, és ebben jelöli meg az okot, amiért felhagyott a kutatással. Azonban mást árul el Wundtnak egy levele, amelyben Lange későbbi álláskérélmével kapcsolatosan így ír:

„Lipcse, 1919. jan. 30. Kedves barátom! Legjobb tudomásom szerint tanúsíthatom Önnek, hogy mélységes sajnálattal tekintettem ezelőtt 31 évvel az Ön kilépését asszisztensi állásából a Lélektani Intézetben az Ön akkoriban fellépő megbetegedése következtében, ...”

Az — ezúttal az én kívánságomra kiállított — orvosi jelentésből néhány mondat:

„Állami Gyógyintézet, Weinsberg (Württemberg), 1948. jan. 21. Orvosi jelentés Dr. L. Lange betegségről. Dr. Langenél minden valószínűség szerint már egyetemi hallgató korában melanholikus állapotok jelentkeztek. Tudomásunk szerint 1887-ben lépett fel először mániás izgalmi állapot. Azóta folyamatosan váltogatták egymást a mániás és depressziós fázisok... olyan megszakításokkal, amelyeket a lelki kiegyensúlyozottság jellemezett. Az utóbbiak során Dr. Lange, aki rendkívül tehetséges volt, újra meg újra a tudományos munka felé fordult. Az állandó megszakítások következtében megkezdett munkái gyakran befejezetlenek maradtak, gondolatai nem érték el a tudományos világot...”

Aligha kétséges tehát, hogy a betegség, amely Lange tudományos működését 1887-ben megtörte, alapjaiban már előbb jelen volt és hogy a családás később annyira keserű érzését csupán visszavetítette az akkori időkre. 1936-ban halt meg.

Mint az életrajzból s a hagyaték feljegyzéseiből kitűnik, Lange érdeklődött Einstein relativitáselmélete iránt, s annak kapcsolatát saját eszméivel nagyon is világosan látta. De azt már nem látta, hogy az előbbi sok újat tartalmaz, túl-

menve az ő gondolatain, az üres térben továbbítódó fizikai hatások véges terjedési sebességének közrejátszása kapcsán. És ezért értetlenséggel polemizál ellene. Micsoda tragédia az inerciarendszer fogalmának megalkotója számára! Mindenesetre, hosszú fejtegetéseiben egyetlen, az ellenfelet sértő szót nem találunk. A betegség meg-megújult, a gyógyulás reményei csalókanak bizonyultak. Rokonnainak tanúsága szerint Lange több ízben, ha a rohamot közeledni érezte, önként vonult a gyógyintézetbe. Így oszlott szét egy élet, mely olyan ragyogónak indult, meddő jelentéktelenségbe. A kortársak pedig elfelejtették.

Ebből a megnemérdemelt elfeledettségből kívánjuk Lange alakját visszahívni. Mert határoljuk körül életének cselekedetét: tér és idő fizikai vonatkoztatási rendszereinek történetét három fejezetre oszthatjuk. Az első körülbelül így kellene neveznünk: „Samosi Aristarchos-tól Nicolaus Cusanusig”; a harmadik határozottan Einstein nevét viseli. A másodikat azonban igazságosan ez a felirat jellemezne: „Nicolaus Copernicustól Ludwig Langeig”.

Max von Laue

(Megjelent: Die Naturwissenschaften 35. 193. 1958. Fordította és lerövidítette: Károlyházy Frigyes.)

Fázisegyensúlyok és izotópszétválasztás*

Az elemek természetes izotópjainak szétválasztására szolgáló módszerek között jelentős szerepet játszanak azok, amelyek a fázisegyensúlyoknál fellépő izotóp-effektusokon alapszanak. Ezen izotópeffektus alatt azt a jelenséget értjük, hogy valamely elem izotópjainak megoszlása egymással érintkező fázisok között eltérő. Például ha két izotópból, vagy azok valamilyen azonos molekulából álló folyadékelegy egy része elpárolog, akkor az így kialakult gőzfázisnak más lesz az izotópösszetétele, mint a folyadéké.

Ezen effektusok vizsgálata nemcsak az izotópszétválasztás gyakorlata szempontjából tarthat számot érdeklődésre. Jelentősége ezen túlmenően abban van, hogy a fázisegyensúlyoknál olyan izotópeffektusokat is észlelhetünk, amelyek ellentmondásban vannak egyes fizikai és fizikai-kémiai folyamatokról kialakult elképzeléseinkkel. Ez szükségessé teszi, hogy e folyamatokról alkotott klaszikus fogalmakat átértékeljük, módosítsuk vagy megváltoztassuk. Bizonyos más izotóphatások vizsgálata pedig mélyebb betekintést enged egyes jelenségek mechanizmusába.

A Központi Fizikai Kutató Intézetben foglal-

kozunk egyes könnyű elemek izotópjainak éppen ilyen egyensúlyi fázisok közötti megoszláson alapuló szétválasztásával [1]. Jelenleg elsősorban bór izotópoknak desztilláció útján való szétválasztásával. Ez abból a szempontból érdekes, hogy az eddig vizsgált összes bórvegyületek esetében a *nehézebb* bór izotópot (B^{11}) tartalmazó változat *illékonyabb*, mint a könnyű izotópot (B^{10}) tartalmazó.

E dolgozat célja, hogy ezzel kapcsolatban röviden összefoglaljuk azokat a fázisegyensúlyoknál fellépő izotópeffektusokat, amelyek izotópszétválasztás alapját képezhetik, de elsősorban az itt észlelhető „anomáliákra” és azok értelmezésének problémáira szeretnénk rámutatni.

Az izotóp-effektusok mértékét az ún. dúsítási vagy szétválasztási tényezővel (α) szokás meghatározni. Ezt a következőképpen definiáljuk:

$$\alpha = \frac{x'_1/x'_2}{x_1/x_2}$$

ahol x'_1 és x'_2 két izotóp koncentrációja (atom vagy móltörtben) az egyik, x_1 és x_2 pedig a másik egyensúlyi fázisban. Azaz a dúsítási tényező az egyensúlyi fázisokban kialakuló izotóparányok hányadosa. Ha $\alpha = 1$, effektus nincs. α értéke általában kevéssé tér el az egységtől.

* Az 1959. aug. 28-án a Szegeden tartott Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás.

Folyadék—gőz egyensúly esetén a dúsítási tényező kifejezhető a tiszta komponensek gőznyomásával is. Ebben az esetben $\frac{x'_1}{x'_2}$ a két komponens

koncentrációjának aránya a gőzben, $\frac{x_1}{x_2}$ pedig a

folyadékban. Ideális folyadékelegyet és ideális gázt feltételezve, Raoult és Dalton törvényeiből, melyek szerint ha $P_{1,0}$ és $P_{2,0}$ a két izotópváltozat gőznyomása tiszta állapotban, P_1 és P_2 pedig azoknak parciális gőznyomása az izotóp elegyben

$$P_1 = P_{1,0} \cdot x_1$$

$$P_2 = P_{2,0} \cdot x_2$$

illetve

$$\frac{x'_1}{x'_2} = \frac{P_1}{P_2}$$

következik, hogy

$$\alpha = \frac{P_{1,0}}{P_{2,0}}$$

Azaz a dúsítási tényező egy adott hőmérsékleten a tiszta izotóp komponensek gőz-tenzióinak hányadosa. Általában a könnyebb izotóp tenzióját szokás a számlálóba írni. Ha tehát ennek illékony-sága nagyobb, $\alpha > 1$.

Az izotópok gőztenziói közötti különbséget először Aston [2] kísérte meg felhasználni 1913-ban a neon akkor még hipotetikus két izotópjának, a Ne^{20} és Ne^{22} szétválasztására. Neont többszörös desztillációnak alávetve azonban semmi effektust nem sikerült észlelnie. Lindemann és Aston [3] ennek ellenére bebizonyították, hogy ilyen effektusnak lennie kell és feltehetően csupán a kísérleti technika nem volt megfelelő a nagyon kis effektus kimutatásához. Meggondolásuk a következő volt: két M_1 és M_2 tömegű atomokból (molekulákból) álló anyag gőztenziója között csak akkor nincs különbség, ha azok párolgáshője (λ'), vagy zéruspont energiája (λ) és fajhője illetve a kondenzált fázisban az atomok rezgési frekvenciája (melynek a fajhő függvénye), és az összes többi nyomástól függő termodinamikai jellemzőik azonosak. Termodinamikai összefüggések alapján azonban bebizonyították, hogy e jellemzők egyidejű egyenlősége nem állhat fenn. Kimutatták továbbá, hogy ha az izotópok valamennyi fentebb említett jellemzőit azonos értékűnek tételezzük fel és csupán a zéruspont energiáik értékében engedünk meg különbséget, akkor

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{M_2}{M_1}$$

E kifejezés azt mutatja, hogy a *kisebb tömegű* izotópnak *nagyobb* a zéruspont energiája. Mivel pedig nagyobb zéruspont energia nagyobb tenziót jelent, ezen összefüggés azt jelenti, hogy a könnyebb izotóp illékonyabb a nehezebbnél.

Az effektust és annak Aston által jelzett irányát ezután számos kísérleti tény igazolta. Több elem izotópjait sikerült ez effektus megsokszorozását jelentő frakcionált desztillációval jelentősen szétválasztani.

Néhány könnyű elem izotópjainak desztillációs dúsítási tényezőjét mutatja az I. táblázat.

I. táblázat

Elem	Vegyület	α	t °C
H	H ₂ O/D ₂ O	1,052	100
N	N ¹⁴ H ₃ /N ¹⁵ H ₃	1,0025	—35
O	H ₂ O ¹⁶ /H ₂ O ¹⁸	1,003	100
Ne	Ne ²⁰ /Ne ²²	~1,002	—240

A folyadék—gőz fázisegyensúlyoknál fellépő izotóp-effektusokról alkotott eme felfogás átment a fizikai köztudatba. Landau és Lifsic: „Statistikus fizika” c. művük legújabb kiadásában [4] megjegyzik ugyan, hogy a kvantumstatistika egyelőre csak egy atomos elemek izotópjainak folyadék—gőz egyensúlyának számítását teszi lehetővé. E szerint az izotópok tenziói közötti különbség ($P_1 - P_2$) a következő módon adható meg:

$$P_1 - P_2 = P_0 \frac{h^2 \bar{F}^2}{24(kT)^2} \left(\frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right)$$

ahol P_0 — a tenzió „klasszikus” értéke az izotóphatás figyelembe vétele nélkül

\bar{F}^2 — a folyadék egy atomjára a környező atomok által gyakorolt erők közepes négyzete

k — Boltzmann-féle állandó

T — absz hőmérséklet

h — Plank-féle állandó/2 π .

Azaz a könnyebb izotóp illékonyabb a nehezebbnél.

E meggondolások azonban az izotópok elegyét teljesen ideális elegyeknek tételezik fel olyan értelemben, hogy az egymástól csak izotóppösszetételben különböző molekulák közötti kölcsönhatások azonosak. A tapasztalat azt mutatta azonban, hogy ez az esetek egy részében eléggé durva közelítés. Erre először a bór izotópok szétválasztására irányuló kísérletek világítottak rá.

A bór izotópok szétválasztására a BF_3 és $BF_3CH_3OCH_3$ -komplex, illékony vegyületek desztillációját alkalmazták. Mindkét esetben a B^{11} , tehát a nehezebb izotóp dúsult fel a párlatban. Mivel más bórvegyületeknél is hasonló volt az eredmény, először azt gondolták, hogy ez az „anomália” a bór-izotópok sajátossága. Hasonló jelenséget azonban más izotópok esetében is sikerült kimutatni, így például a C^{12} és C^{13} vegyületeinél.

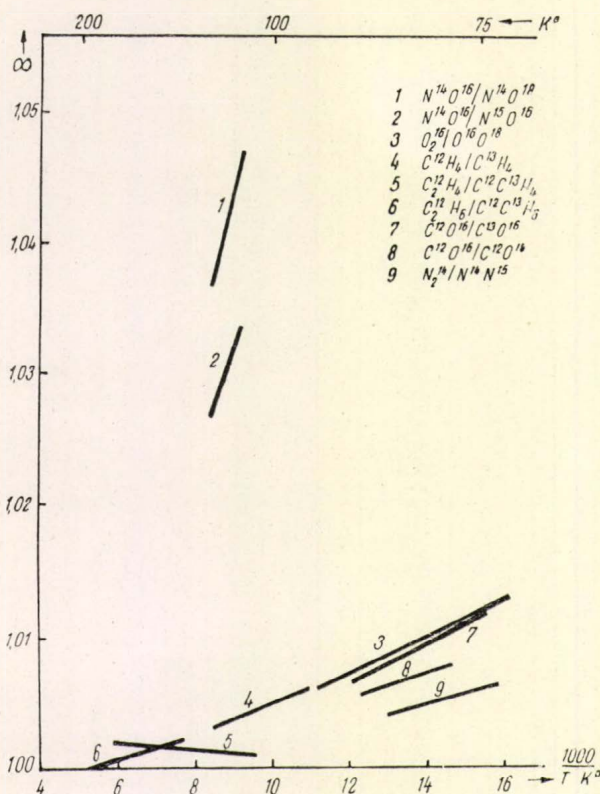
A szén-izotópokat tartalmazó vegyületek közül azonban a vegyülettől függően egyik esetben a nehezebb, másik esetben a könnyebb izotóp mutatkozott illékonynak. Ugyancsak nagyobb illékony-ságot mutattak egyes deutérium-tartalmú vegyületek hidrogéntartalmú analógjukkal szemben, hasonló „anomália” volt észlelhető az O, a Si egyes illékony vegyületeinél. A II. táblázatban összefoglaltunk egy sor izotópvegyületre vonatkozó kísérleti adatot.

II. táblázat

Elem	Vegyület	$\alpha-1$	Irodalom
H	C_6H_6/C_6D_6	-0,025	Baertschi, Kuhn [5]
	$B^{10}F_3/B^{11}F_3$	-0,008	Mühlenpfordt, Gagua [6]
B	$B^{10}Cl_3/B^{11}Cl_3$	-0,0018	Green, Martin [7]
	$B^{10}(OCH_3)_3/B^{11}(OCH_3)_3$	-0,003	Saját mérés [8]
	$C^{12}H_4/C^{13}H_4$	+0,01	Johns [9]
	$C^{12}_2H_4/C^{12}C^{13}H_4$	+0,0019	Jagodin, Uvarov, Zsavoronkov [10]
	$C^{12}_2H_4/C^{12}C^{13}H_6$	+0,0022	
	$C^{12}O^{16}/C^{13}O^{16}$	+0,0085	Kronberger [11]
	$C^{12}H_3OH/C^{13}H_3OH$	-0,0002	Baertschi, Kuhn [5]
	$C^{12}_2H_6/C^{13}_2H_6$	-0,0018	
	$C^{12}S_2/C^{13}S_2$	-0,001	
	$C^{12}Cl_4/C^{13}Cl_4$	-0,002	
	$O^{16}O^{16}/O^{16}O^{18}$	+0,0065	Thode, Smith [12]
	$C^{13}O^{16}/C^{12}O^{18}$	-0,001	Johns [9]
Si	$Si^{28}Cl_4/Si^{30}Cl_4$	-0,0001	Orlov, Zsavoronkov [13]

Még érdekesebb képet kapunk akkor, ha a dúsítási tényező hőmérséklet-függését vesszük szemügyre. Az 1. és 2. ábrán láthatjuk egy sor, részben az előbbi táblázatban is feltüntetett vegyület izotópváltozataira vonatkozó dúsítási tényezők hőmérséklet-függését. Az adatok azt mutatják, hogy egyes esetekben a dúsítási tényező értéke a hőmérséklettel egyenesen, másik esetben fordítottan arányos (pl. az etán és etilén). Kiolvasható továbbá az is, hogy némely esetben a dúsítási tényező a hőmérséklettel alig változik, míg más esetben feltűnően erős hőmérsékleti függés tapasztalható (pl. összehasonlítva a CO és NO izotópváltozatait). Előfordul a dúslás jellegének megváltozása is egy adott hőmérsékletnél (pl. DBr , BCl_3). Végül meg kell jegyeznünk, hogy nemcsak a nehezebb atomok vagy molekulák illékonyságát tekintetjük „anomáliának”, hanem azt az esetet is, amikor a nehezebb molekula illékony-sága sokkal nagyobb a könnyebbnél, mint azt a klasszikus elképzelések szerint várnánk (a nitrogén-oxidok példája).

Különösen érdekes jelenségeket tapasztaltunk egyes H—D-tartalmú izotóp molekuláknál



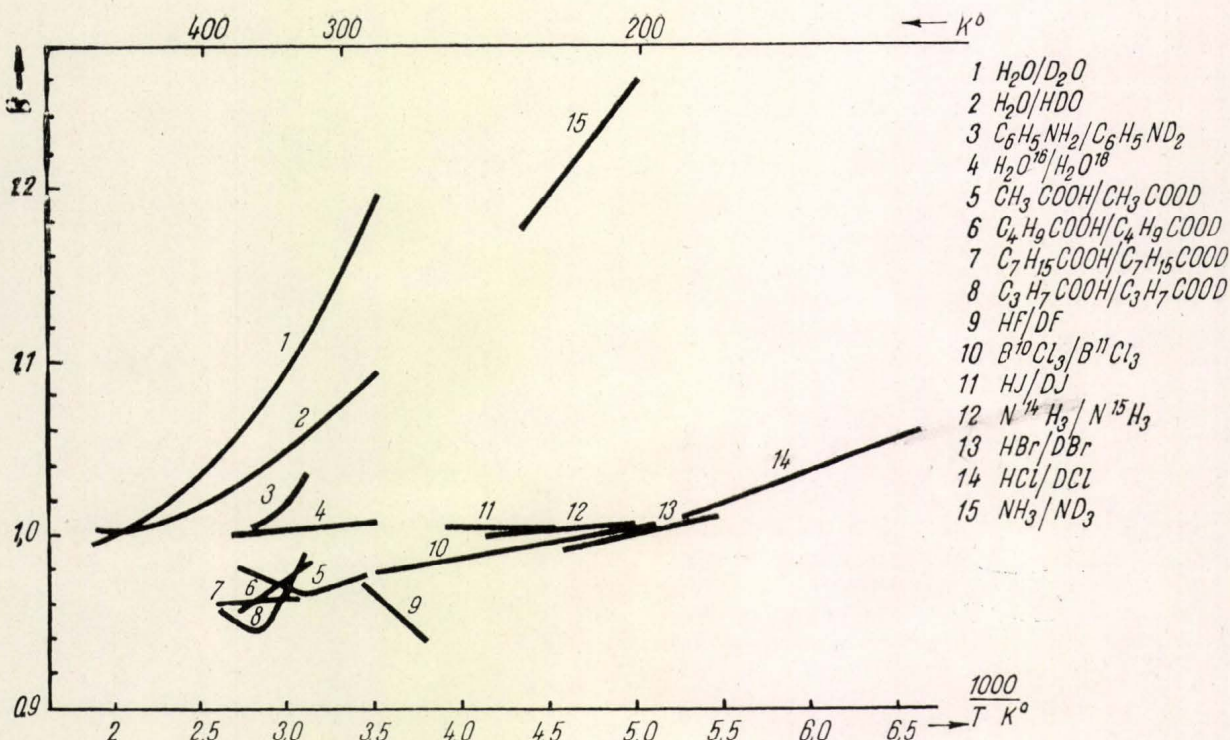
1. ábra

(2. ábra). Itt a dúsítási tényezők hőmérséklet-függvényei minimumon haladnak át. E vegyületek közös tulajdonsága, hogy a folyadékban és a gőzfázisban is ún. hidrogén-híd kötés révén molekula-asszociátumok vannak jelen.

E jelenségek értelmezésére már történtek kísérletek. Ezek részben kvalitatív magyarázatok, részben kvantitatív, egzakt számításokon alapszanak. Megállapíthatjuk azonban, hogy olyan egységes átfogó elméletet, amellyel az összes jelenséget értelmezni lehetne, vagy amelynek alapján előre kiszámíthatnánk, hogy egy izotóp molekulapár tenziói hogyan viszonylanak egymáshoz — még nem sikerült kidolgozni. Ez nehezen is volna elképzelhető addig, amíg hiányzik a folyadék halmazállapot megfelelő kvantummechanikai elmélete.

Baertschi és Kuhn [5] a $C^{12}Cl_4/C^{13}Cl_4$ izotóppár esetében általuk észlelt „fordított effektust” a következőképpen magyarázzák. A széntettraklorid molekula tenziójának mértékét nemcsak a molekula vibrációs energiája határozza meg, hanem a szénatom vibrációja is befolyást gyakorol erre. A szénatom vibrációja az infravörös színekben jól kimutatható és annak frekvenciája is meghatározható. Ennek a hatásnak a következménye az, hogy a két izotóp molekula Van der Waals-féle vonzási energiája nem azonos. Az infravörös abszorpciós színek azt mutatják, hogy a nehezebb atomok molekulán belüli vibrációjának frekvenciája ($\nu_R^{(n)}$) mindig kisebb, mint a könnyebbé ($\nu_{IR}^{(k)}$):

$$\nu_{IR}^{(n)} < \nu_{IR}^{(k)}$$



2. ábra

Ez azt eredményezi, hogy a Van der Waals-féle erők is gyengébbek a nehezebb izotópot tartalmazó molekulák esetében. E hatás a párolgáshő csökkenéséhez ill. a tenzió emelkedéséhez vezet. Az infravörös hatás mértékének kiszámítására közelítő formulát vezettek le. E szerint a tömegkülönbség alapján számított „normál” dúsítási tényezőhöz (α') adandó korrekció (δ_{IR}):

$$\delta_{IR} = -K \nu_{IR} \frac{m_n - m_k}{m_n}$$

ahol m_n és m_k — az infravörös hatásért felelős atomok redukált tömegei,

K — a molekula polarizálhatóságától és infravörös abszorpció frekvenciájától függő tényező. —

A korrigált tényező tehát:

$$\alpha = \alpha' - \delta_{IR}$$

Abban az esetben, ha $\delta_{IR} > \alpha - 1$, a nehezebb molekulák illékonyabbak lesznek a könnyebbekénél. Az e formulával az infravörös színek alapján számított elméleti értékek a CCl_4 , BF_3 , BCl_3 és benzol esetében nagyságrendi egyezést mutatnak a kísérleti értékekkel. Más vegyületek esetében viszont ellentmondást találhatunk. Maguk a szerzők is megjegyzik, hogy nem ez lehet az egyetlen hatás, amellyel a „normál” effektuson kívül számolnunk kell, csupán bizonyos esetekben ezek dominálnak.

H. London a szénmonoxid izotópváltozatainak:

a $C^{12}O^{16}$, $C^{12}O^{18}$ és $C^{13}O^{16}$ tenzióinak anomális alakulását, azaz, hogy

$$P_{C^{12}O^{16}} > P_{C^{12}O^{18}} > P_{C^{13}O^{16}}$$

a molekulák szimmetriájára illetőleg asszimmetriájára igyekezett visszavezetni. Johns [9] szerint a molekula szimmetriája kétféle módon növelheti meg annak tenzióját: a) az asszimmetria a molekulák közötti erőket, a molekula kötési energiáját befolyásolja (csökkenti), b) a molekula vibrációsrotációs frekvenciájára van kihatással.

Lehetséges természetesen, hogy mindkét hatás párhuzamosan érvényesül. A probléma eldöntése kísérletileg lehetséges volna, ugyanis a molekulák közötti távolság illetve azok kötésenergiája között fellépő különbség a molterfogatban, a zeruspont energia megváltozása pedig az infravörös színekben kell hogy megnyilvánuljon.

Összehasonlítva azonban a $N^{14}N^{14}$, $N^{14}N^{15}$ és $N^{15}N^{15}$, valamint az $O^{16}O^{16}$, $O^{16}O^{18}$ stb. tenzióit, a molekula asszimmetriájának semmiféle befolyását nem észlelhetjük. Az $N^{14}N^{15}$ tenziója például pontosan az $N^{14}N^{14}$ és $N^{15}N^{15}$ tenzióinak mértani középátlaga. Ez arra mutat, hogy a molekula egyszerű tömeg-szimmetriája vagy asszimmetriája a CO-nál észlelt anomáliának nem lehet magyarázata.

A dúsítási tényezőnek a hőmérséklettel való nagymértékű változásának értelmezésére és a vártól eltérő jellegre a hidrogén-deutérium-tartalmú izotóppárok esetében Rabinovics és munkatársai [14] adtak kvalitatív magyarázatot. Szerintük ebben az esetben két ellentétes hatás érvényesül. Ismeretes, hogy ezen vegyületek molekulái folya-

dékban hidrogénhid kötés révén asszociálódnak. A vegyületek egy része gőzfázisban is asszociált formában van jelen, mint pl. az ecetsav vagy más karbonsavak. A deutériumhid kötés azonban erősebb, mint a hidrogénhid. A folyadékokban ez a deutérium-tartalmú molekulák illékonyságát csökkentő hatás. A deutériumhid kötés azonban a gőzfázisban is megmarad. Ez viszont a deutérium-tartalmú molekulák gőzfázisba való kerülésének kedvez. E két hatás különböző hőmérséklet-függésével és kölcsönhatásával magyarázhatjuk a $H-D$ izotóp molekulapárok tenziójának érdekes alakulását.

Ugyancsak asszociációs jelenségekkel magyarázhatjuk egyelőre a nitrogén-oxidok izotópváltozatai közötti tenziókülönbségek magas értékeit.

Végeredményben megállapíthatjuk, hogy az izotópelegyek folyadék—gőz egyensúlyánál fellépő jelenségek vizsgálata túlnőtt az izotópszétválasztás kérdéseiben. A jelenségek értelmezésére az elméleti megfontolások még koránt sem kielégítőek, viszont a kísérleti adatok nagy mértékben elősegíthetik a folyadékállapot általános elméletének fejlődését is.

Kísérleti módszerek a tenzió különbségek meghatározására

Az egyelőre rendelkezésre álló kevés kísérleti adat nem teszi lehetővé még azt sem, hogy azok alapján legalább az egyes molekulatípusokra (lineáris molekulák, asszimmetriás-szimmetriás molekulák, tetraéder közepén a környezőknél kisebb vagy nagyobb atomokkal stb.) valamiféle általánosítást tehessünk. Ezért az elméleti munka mellett fontosnak tartjuk a problémák tisztázásához a különböző típusú izotópmolekulák szisztematikus vizsgálatát.

A bór izotópok szétválasztásával kapcsolatos vizsgálataink egyben ezt a célt is szolgálják.

A dúsítási tényező meghatározására két elvileg különböző módszert szokás alkalmazni:

1. A tiszta izotópváltozatok gőznyomásának meghatározása.

Az e módszerrel való meghatározáshoz néhány ezred Hgmm pontosságot biztosító differenciálmánométer és tiszta komponensek, vagy ismert összetételű elegysor szükséges, melynek adataiból a tiszta komponensek gőznyomása kiszámítható.

2. A másik módszer lehet az egyensúlyi folyadék és gőzfázis összetételének meghatározása. Mivel azonban a kettő közötti különbség igen kicsi, rendszerint a tömegspektrometriás meghatározás hibájának határán mozog, az ún. Raleigh-féle desztillációt szokás alkalmazni.

A módszer lényege a következő: ismert G_0 mennyiségű x_{10} , x_{20} összetételű folyadékból ledesztilláltunk egy bizonyos nagyobb mennyiséget úgy, hogy a folyadékból mindig az egyensúlyi összetételű gőz távozzék el. Ezt úgy érjük el, hogy az elpárologtatást a folyadék állandó keverése közben igen lassan végezzük. A G mennyiségű maradékot meganalizáljuk; legyen összetétele: x_1 , x_2 . Ha

dG mennyiségű folyadék elpárolog és a gőzben a koncentrációk x'_1 és x'_2 , akkor

$$d(x_1 G) = x'_1 dG$$

Ha x'_1 értékét α — n keresztül kifejezzük és behelyettesítjük, majd az egyenletet integráljuk, azt kapjuk, hogy

$$\alpha = \frac{\ln \frac{x_{20}}{x_2} \cdot \frac{G_0}{G}}{\ln \frac{x_{10}}{x_1} \cdot \frac{G_0}{G}}$$

E módszerrel határoztuk meg a bórsavas alkilészterek dúsítási tényezőjét, melyet a III. táblázatban foglaltunk össze, de folyamatban vannak más típusú bórvegyületek $B(CH_3)_3$, B_2H_6 , stb. vizsgálatai is [8].

III. táblázat

	α
$B(OCH_3)_3$	1,003
$B(OC_2H_5)_3$	1,0016
$B(OC_4H_9)_3$	$\sim 1,0007$

Folyadék—folyadék fázisegyensúly

Valamely anyagnak két egymással nem elegyedő oldószer közötti megoszlásánál is jelentkezik izotóp-effektus. Ez az effektus is igen jól felhasználható lenne izotópok dúsítására. Érdekes módon azonban, bár az ilyen típusú izotóp-effektust már a 30-as években kimutatták, csak a legutóbbi időkben fordult a figyelem a folyadék—folyadék egyensúlyoknál fellépő izotóp-effektusok vizsgálatára.

A Li^6 és Li^7 izotópoknak higany (litiumamalgame) és alkoholos litiumsó oldat közötti különböző megoszlását eredményesen használták fel a litium-izotópok szétválasztására. A könnyebb izotóp az amalgamban, a nehezebb pedig a vizes oldatban dúsul fel (Lewis, McDonald [15]). Természetesen ez az egyensúly kémiai egyensúlynak is felfogható, mivel a Li -atomok a két egyensúlyi fázisban különböző kémiai formában vannak jelen.

A két folyadékfázis közötti megoszlásnál fellépő izotóp-effektus másik példája az urán-izotópok eltérő megoszlása víz és szerves oldószer között. A megoszlási hányadosok értéke nem ismeretes, a jelenség létezéséről a múlt évben bejelentett amerikai szabadalmi eljárásból tudunk. Az urán ez esetben is különböző kémiai formában van jelen a vizes fázisban (UO_2^{++} ion) és a szerves fázisban (komplex UO_2 -vegyület).

Megvizsgáltuk a Li -izotópok megoszlását víz és vízzel nem elegyedő alkoholok között. Izotópeffektust azonban nem sikerült kimutatnunk. Megállapítottuk azonban, hogy a litium sók csak akkor oldódnak vízzel korlátoltan elegyedő alkoholban, ha az vízzel telített. Az oldékonyság mértéke az egyes alkoholokban azok víztartalmától függ.

Ebből következik, hogy a litium az alkoholos fázisban is hidratált ionok formájában oldódik. Jelenleg kísérleteket folytatunk más típusú szerves oldószerekkel, amelyekben már megjelenik izotóp-effektus, ezeknek kimérése azonban most van folyamatban.

Az oldékonyságnál fellépő izotóp-effektusokra vonatkozó pontos adataink jelenleg tehát nincsenek. Vannak adataink azonban arra az esetre, amikor az oldószer izotóp összetétele gyakorol jelentős befolyást az oldékonyság mértékére. Ismeretes, hogy szervesen sós és egyes szerves vegyületek vízben és nehésvízben való oldékonysága között jelentős — sok esetben 30%-ot is meghaladó — különbség van. A következő táblázatban [16] látunk erre néhány példát:

IV. táblázat

Vegyület	t°	Oldékonyság mol/100 mol oldószer		Különbség %
		H ₂ O-ban	D ₂ O-ban	
KCl	0	6,81	5,69	16,4
	25	8,65	7,80	8,8
	100	13,54	13,06	3,5
	180	18,44	18,12	1,7
K ₂ Cr ₂ O ₇	5	0,358	0,236	33,5
	25	0,955	0,712	26,6
	35	1,372	1,067	23,0
PbCl ₂	25	0,071	0,045	36
Hidrochinon	25	0,0131	0,0109	17

E jelenség különösen érdekes azért, mert nem értelmezhető az oldékonyságról alkotott elképzeléseinkkel. Ugyanazon anyag oldékonyságbeli különbségét különböző oldószerekben a közeg dielektromos állandójára vagy az oldószermolekulák dipólmomentumára vezetjük vissza. A dielektromos állandó ill. dipól momentum pedig azon kevés fizikai tulajdonságok közé tartoznak, amelyeknek értéke gyakorlatilag azonos a víznél és nehésvíznél.

V. táblázat

	t° C	H ₂ O	D ₂ O
Dielektromos állandó	25	78,5	78,3
Dipólmomentum		1,86 · 10 ⁻¹⁸	1,86 · 10 ⁻¹⁸

Véleményünk szerint tehát mind az oldószer mind pedig az oldott anyag izotóppösszetételének az oldékonyságra vagy két folyadék-fázis közötti megoszlásra gyakorolt hatásának vizsgálata nemcsak mint új izotópszétválasztási módszer, hanem elméleti szempontból is fontos és érdekes eredményeket szolgáltatathat.

Egyéb fázisegyensúlyok

A szilárd—folyadék fázisegyensúlynál észlelhető izotóp-effektusra eddig egyetlen példát ismerünk: a jég—víz egyensúlyát. Erre a természet már régen felhívta a figyelmet, ismeretes volt ugyanis, hogy a jeges tengerek jegének deutérium-tartalma magasabb, mint a vizek átlagos deutérium koncentrációja. Pontos mérések azonban csak a múlt évben történtek. Kuhn és Thürkau [17] meghatározták a H₂O/HDO és a H₂O¹⁶/H₂O¹⁸ izotóp-molekula arányokat az egyensúlyi jeges és vizes fázisokban. A dúsítási tényező értékei a következők:

VI. táblázat

	α
H ₂ O/HDO	1,0171
H ₂ O ¹⁶ /H ₂ O ¹⁸	0,0005

A szilárd—folyadék fázisegyensúlynál fellépő izotóp-effektus folyamatos megsokszorozása elég nehézkes, ezért nem valószínű, hogy gyakorlati alkalmazásra talál az izotópszétválasztási technikában. Vizsgálata azonban elméleti szempontból feltétlenül érdekes, különösen, ha összehasonlítjuk az effektus jellegét ugyanazon anyagok folyadék—gőz egyensúlyánál észlelt jelenségekkel.

Gyakorlati felhasználás szempontjából is sokat ígérő az adszorbeált és deszorbeált fázis közötti egyensúlynál jelentkező izotóp-effektus. Ennek létezését már 1934-ben kimutatták Taylor és munkatársai. Azt tapasztalták, hogy a cseppfolyós levegőn tartott csontszéne adszorbeáltatott hidrogén deszorpciója során deutériumban feldúsul. Tehát az adszorbeált fázisban a H, a vele egyensúlyban levő gázban a D dúsul. A legutóbbi években főleg japán kutatók vizsgálták ez egyensúlyt különböző adszorbeneken és a hatás ún. kromatografáló oszlopon való megsokszorozásával igen jelentős dúsulást értek el. Ipari méretekben való nehésvíz gyártásra is alkalmasnak tartják a módszert.

Nemcsak a H és D esetében észlelhetünk különbséget az adszorpció mértékében az izotóp molekulák között. Hasonló effektust Glueckauf a neon izotópjainak szétválasztására is felhasznált.

A BF₃ gáz tömegspektrometriás analízisének észlelték és tapasztaltuk mi is, hogy a gőz erősen adszorbeálódik a tömegspektrométer gázbevezető rendszerének falán. Az adszorbeált fázisban a könnyebb izotópot tartalmazó molekulák dúsulnak fel ebben az esetben is.

Véleményünk szerint az UF₆ gáz adszorpciójánál is felléphet ilyen effektus, ami esetleg alkalmassá tehető uránizotópok szétválasztására.

Kiss István

Központi Fizikai Kutató Intézet,
Magkémia I. Laboratórium

1. Kiss I., Opauszky I. : Magy. Kém. Folyóirat 64. 267 (1958)
2. Aston F. W. : „Homogeneity of Atmospheric Neon”, Brit. Assoc. Birmingham Meeting (1913)
3. Lindemann F. A., Aston F. W. : Phil. Mag. 37. 523 (1919)
4. Landau L., Lifsic E. : Sztatizszticeszkaja Fizika, Moszkva, Leningrad (1951)
5. Baertschi P., Kuhn W., Kuhn H. : Nature 171. 1018 (1953)
6. Mühlenpfordt I., Gagua T., Siewert G., Fühle K. : Proc. International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam, 1958. p. 408
7. Green M., Martin G. R. : Trans. Faraday Soc. 48. 416 (1952)
8. Kiss I., Opauszky I., Matus L., Törkö J. : Roczniki Chemii (megj. alatt, KFKI Közlemények 7, 391 (1959))

9. Johns T. F. : Proc. International Symposium on Isotope Separation, Amsterdam, 1958. p. 74
10. Jagodin G. A., Uvarov O. V., Zsavoronkov N. M. : Dokl. Akad. Nauk SzSzsR 111. 384 (1956)
11. Kromberger H. : Thesis (Birmingham University, 1948) Johns T. F., Kromberger H., London H., Mass Spectrometry (Institute of Petroleum, London, 1952) p. 141.
12. Thode H. G., Smith S. R. : NRC Canada Report No. MC—45 (1944)
13. Orlov V. Ju., Zsavoronkov N. M. : Zsurn. Prikl. Chim. 29. 753 (1956)
14. Rabinovics I. V., Szokolov N. A., Artjuhina P. I. : Dokl. Akad. Nauk SzSzsR 105. 762 (1955)
15. Lewis G. N., McDonald R. T. : J. Am. Chem. Soc. 58. 2519 (1936)
16. Brodskij : Himija Izotopov, Moszkva, 1952 p. 174.
17. Kuhn W., Thürkauf M. : Helv. Chim. Acta 41. 338 (1958)

Az 1960. évi Lenin-díjasok

Az 1960. évi Lenin-díjjal a szovjet tudomány és technika terén elért kiemelkedő munkásságukért a következőket tüntették ki:

1. A Föld külső sugárzási övezetének felfedezéséért és tanulmányozásáért, valamint a Föld és Hold mágneses terének tanulmányozásáért kapott Lenin-díjat N. Sz. Vernov akadémiai levelező tag, A. E. Csudakov, a fizikai-matematikai tudományok doktora (mindkettő a Szovjet Tudományos Akadémia fizikai intézetének munkatársa), N. V. Puskov, a NIZMIR (a Szovjet Tudományos Akadémia földmágnességi, ionoszféra- és rádióhullám-terjedési kutatóintézet) igazgatója és S. S. Dolginov, az utóbbi intézet mágnességkutató laboratóriumának vezetője.

2. A gyors neutronos magreaktorok fizikájával kapcsolatos tudományos kutatásért kapott Lenin-díjat A. I. Lejpunszkij akadémikus, O. L. Kazacskovszkij, a fizikai-matematikai tudományok doktora, I. I. Bondarenko, a fizikai-matematikai tudományok doktora, L. N. Uszacsov, a fizikai-matematikai tudományok kandidátusa, valamennyien a Szovjetunió Minisztertanácsa mellett működő atomenergia-főigazgatóság intézetének munkatársai.

3. A kvantum-térelmélettel kapcsolatos kutatásaiért, amelyeket az 1957-ben megjelent „A tér kvantumelmélete” című monográfiában közölt: V. A. Fok akadémikus.

4. A mozgás stabilitásával és az analitikai mechanika egyes kérdéseivel foglalkozó dolgozatokért: N. G. Csetajev.

4. A „Gépipari szilárdsági számítások” című hatalmas háromkötetes tudományos munkáért: Sz. L. Ponomarjov professzor, V. L. Biderman docens, K. K. Liharjov docens, N. N. Malinyin professzor és V. I. Fedoszejev professzor, valamennyien a moszkvai Bauman műszaki főiskola tanári karának tagjai és V. M. Makusin docens, a moszkvai nyomdaipari főiskola előadója.

6. Az impulzusrendszerű és relés automata rendszerek elméletéért, amelyeket a „Tranziens és stacionárius folyamatok impulzusrendszerű áramkörökben”, „Relés automata szabályozó rendszerek elmélete”, valamint „Impulzusrendszerek elmélete” című könyveiben tett közzé: Ja. Z. Cipkin, a műszaki tudományok doktora.

7. A VVR—2, VVR—Sz és IRT jelű vízhűtéses és vízmódérátoros kutató reaktorok megalkotásáért: Sz. M. Feinberg, a Szovjet Tudományos Akadémia Kurcsatovról elnevezett atomenergia-kutatóintézetének elméleti osztályvezetője, V. V. Goncsarov, G. A. Sztoljarov, T. N. Zubarjev, ugyanannak az intézetnek a tudományos munkatársai, P. I. Hrisztyenko, a Szovjet Tudományos Akadémia elméleti és kísérleti fizikai intézetének osztályvezető főmérnöke, V. F. Kozlov és O. I. Ljubimcev tudományos munkatársak.

A fentiekben kívül az élettani tudományok és a műszaki tudományok terén több kutató ill. tervező kollektíva kapott Lenin-díjat, köztük az II—18 utasszállító repülőgép tervezői is.

(A Pravda 1960. ápr. 22-i száma nyomán.)

Egyéni dózismérők

Az atomenergia békés felhasználása, azaz egyrészt az energiatermelő atomerőművek, másrészt a radioizotópoknak orvosi, ipari, mezőgazdasági és legkülönbözőbb kutatási célokra való alkalmazása révén ugrásszerűen megnövekedett az ionizáló sugárzásokkal rendszeresen kapcsolatba kerülő személyek száma. Mind a közvetlenül ionizáló sugárzások (alfa-, béta-, proton-sugarak), mind pedig a közvetve ionizálók (röntgen-, gamma-, neutron-sugarak) az emberi szervezetre káros hatást fejtenek ki. Így pl. bőrsérülések léphetnek fel elsősorban a kezeken, a bőr összezsugorodik és nehezen gyógyul, esetleg elrákosodó repedések, sebek keletkezhetnek. A szem sugársérülése legtöbbször hályog formájában jelentkezik. Az ionizáló sugárzásokra legérzékenyebben a vérképző szervek reagálnak, aminek következtében általában fehérvérűség (leukémia) szokott fellépni. Az ionizáló sugárzások káros hatása ezenkívül pl. a haj, ill. szőrzet kihullásában, az életkor megrövidülésében, magzatsérülésekben és csökkent életképességű utódok létrehozásában megnyilvánuló úgynevezett genetikai sugárhatásokban is jelentkezhet.

Az ionizáló sugárzások ellen tehát a velük dolgozók szervezetét védeni kell. A sugárvédelem, amely másfél évtizeddel ezelőtt csupán a röntgen- és rádiummal dolgozók szűk csoportját érintelte, ma egyre szélesedő, milliós tömegek mindennapos problémájává vált.

A korszerű sugárvédelem kialakításában igen fontos szerepet játszanak az úgynevezett egyéni dózismérők, amelyekkel közvetlenül meg lehet határozni az egyes személyek által munkájuk során külső ionizáló sugárforrásokból kapott besugárzások dózisait. Ennek jelentőségét az alábbiakban vázoljuk:

A megengedhető maximális dózisok. Nagyszámú megfigyelés alapján megállapíthatjuk, hogy bár bizonyos kockázatot az egészen kis sugárdózisok rendszeres elszívása is jelent az egyén, ill. az utódok számára, mégis meghatározhatók bizonyos olyan dózisértékek, amelyeknél ez a kockázat az ionizáló sugárzások alkalmazásával járó előnyök mellett elhanyagolhatóan, ill. elfogadhatóan minősíthetők.

A Radiológiai Védekezés Nemzetközi Bizottsága legújabbán (ICRP 1959) az úgynevezett megengedhető maximális dózisa nézve a következő meghatározást adta: „Megengedhető dózis az egyén számára az az elnyelt dózis, amely jelenlegi tudásunk szerint csak elhanyagolható valószínűséggel okoz komoly testi elváltozást (leukémia) vagy genetikai károsodást, illetve amelynek gyakrabban fellépő hatásai (életkor megrövidülés) olyan kismértékűek, hogy azt még elfogadható kockázatnak tekinthetjük”.

A megengedhető maximális dózis értéke a hivatásszerűen ionizáló sugárzásokkal foglalkozók számára *egésztést* besugárzásokra nézve a következőképpen adható meg: Az egész testben felhalmozód-

ható maximális összdózis 18 éven felüli tetszés szerinti korban a következő képletből számítható ki:

$$D = 5(N-18),$$

ahol D a szövetdózis rem-ben és N az életkor években. (1 rem valamely ionizáló sugárzásnak azt a mennyiségét jelenti, amely ugyanakkora biológiai károsodást idéz elő emberben, mint amekkorát 1 r röntgen- vagy gamma-sugárzás elnyelése.)

Eszerint évenként maximálisan 5 rem, egyenletes sugármegterhelésnél hetenként maximálisan 0,1 rem engedhető meg. Egyes testrészek vagy szervek besugárzásánál a szem, a vérképzőszervek és ivarmirigyek kivételével a fenti értékek háromszorosa, a kezekre, lábfejre 15-szöröse a megengedhető maximális érték.

A fentiek alapján megállapíthatjuk, hogy az egyéni dózismérők a kapott dózisok folyamatos mérésével lehetővé teszik, hogy az egyén racionálisan gazdálkodhassék a számára a fentiekben megadott dóziskerettel. Az egyéni dózismérők idejében jelzik, ha netán a sugárvédelem fokozásának a szükségessége állna fenn és túlsugárzás esetén objektív alapot szolgáltatnak a foganatosítandó intézkedésekhez. Egyszerűen az egyéni dózismérők adják meg a sugárveszélynek kitett munkahelyeken dolgozók számára azt a biztonságérzetet, hogy munkájukat megfelelő állandó ellenőrzés mellett nyugodtan, egészségük veszélyeztetése nélkül végezhetik.

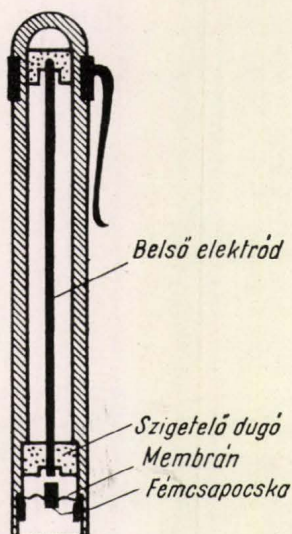
Az elmondottak természetesen kizárólag a külső sugárforrásoktól eredő veszélyekre vonatkoznak. Olyan munkahelyeken, ahol radioaktív izotópok kerülhetnek a szervezetbe, tehát sugárforrások inkorporálásával, azaz belső sugárveszéllyel is számolnunk kell, természetesen másfajta sugárvédelmi mérésekre is szükség van, mert pl. a testben felhalmozódó alfa vagy béta sugárzó izotópok dózisait a külsőleg viselt egyéni dózismérő semmiképpen sem tudja mérni.

Az egyéni dózismérők fajtái

Az egyéni dózismérők két nagy csoportba oszthatók: ionizációs kamrás dózismérők és film-doziméterek.

Az ionizációs kamrás egyéni dózismérők néhány cm kapacitású henger vagy gömb-kondenzátorok, amelyeknek két fegyverzete között, levegő van és így egyben ionizációs kamrák is (1. ábra). A legtöbbször töltőtollhoz hasonló alakú úgynevezett kondenzátor-ionizációs kamrák belső elektródját mérés előtt bizonyos feszültségre feltöltjük. A kamrát érő ionizáló sugárzás hatására az egyébként jól szigetelő levegő vezetővé válik és a belső elektród töltése ionizációs áram alakjában fokozatosan lefolyik. Nyilvánvaló, hogy a mérési periódus végén észlelhető töltés, ill. feszültségvesztés arányos a kamrát ért sugárdózissal.

A film-doziméterek az ionizáló sugárzásoknak a fotoemulzióra gyakorolt és előhívás után feketedésben megnyilvánuló hatását használják fel a kapott sugárdózisok integrál értékének a meghatározásához. Alkalmas kalibráló eljárással a fotoemulzió feketedésének a lemeréséből a kapott dózis meghatározható.



1. ábra

Az egyéni dózismérőket az ellenőrizendő személyeknek teljes munkaidejük alatt általában köpenyük felső zsebében kell hordaniok. Különleges esetekben indokolt lehet ezenkívül a kezeken, arcon és genitális szerveknél való dózismérés is. Nyilvánvaló, hogy az egyéni dózismérőknek egyrészt kicsiknek és könnyűeknek, másrészt a munkavégzéssel járó rázkódtatásokra, hőmérséklet és légnyomás változásokra, porra és nedves levegőre érzéketlennek kell lenniök. A munkaidő végeztével a távozó személyek dózismérőit sugárzásmentes helyen kell tárolni.

Kondenzátorkamrás egyéni dózismérők

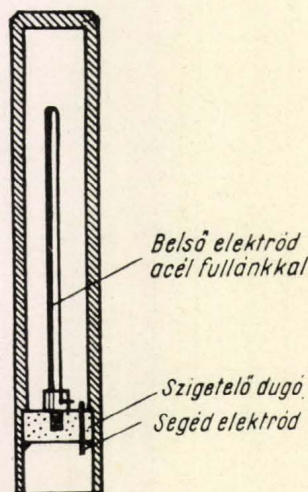
A mérendő sugárzások fajtájának megfelelően a kondenzátorkamrákkal szemben különböző követelményeket kell támasztanunk. Valamennyi típusnál alapvető követelmény, hogy a belső elektród megfelelő szigetelése biztosítsa a saját töltésvesztés elhanyagolhatóan kis voltát. Polisztirol, illetve a savakkal is tisztítható politetrafluoretilén (teflon) alkalmazásával elérhető, hogy a napi saját töltésvesztés 2% alatt maradjon.

A legtökéletesebb szigetelők alkalmazása mellett is előfordulhat azonban, hogy a levegőben úszó apró szálacskák, illetve por a szigetelő dugóra kerülve levezetik a belső elektród töltését, vagy a levegőből kicsapódó nedvesség a szigetelő felületét vezetővé teszi. Ezért a szigetelő dugó előtt egy ugyancsak szigetelő anyagból készült védő membránt szokás alkalmazni, amelynek közepébe kis fém csapocská van beerősítve. A védő membrán egyrészt megóvjá a szigetelő dugót a szennyeződés-

től, másrészt lehetővé teszi, hogy a fémcsapocskára gyakorolt kb. $\frac{1}{2}$ kg-os erővel azt érintkezésbe hozzassuk a belső elektróddal és így a feltöltést, illetve a maradék töltés lemerését elvégezhessük. (1. ábra).

Egy másik technikai megoldás abban áll, hogy a belső elektródnak a szigetelő dugón keresztül egyáltalában nincsen kivezetése. Így, ha a kamrát száraz levegővel megtöltve légmentesen lezárjuk, egyszer s mindenkorra biztosítottuk a por, nedvesség, hőmérséklet és légnyomás változásokkal szembeni teljes érzéketlenségét. A kamra feltöltése, illetve maradék töltésének lemerése egy segéd elektródon keresztül történik (2. ábra), mellyel a belső elektród a töltés és mérés idejére kívülről, egy kis permanens mágnes segítségével hozható kapcsolatba.

A kondenzátorkamrák besugárzás utáni maradék töltésének a lemeréséhez két eljárás használatos és ennek megfelelően két, egymástól lényegesen különböző kamratípust különböztethetünk meg.



2. ábra

Az egyik esetben a kamrákat egy külön mérő készülékbe helyezzük be, amely azokat mérés után rögtön fel is tölti és éppen ezért töltő-mérő készülék néven ismeretes. A készülék mérő eleme egy a kamrák kapacitásához C_k hasonló kis kapacitású C_e Lauritsen-típusú elektrométer, amely a kamrák standard töltő feszültségére V_s van feltöltve. Ha a lemerés céljából hozzákapcsolt kamra feszültsége ennél kisebb: V_k , akkor a kapcsolás pillanatában létrejövő feszültség kiegyenlítődésre a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$C_k V_k + C_e V_s = (C_k + C_e) V,$$

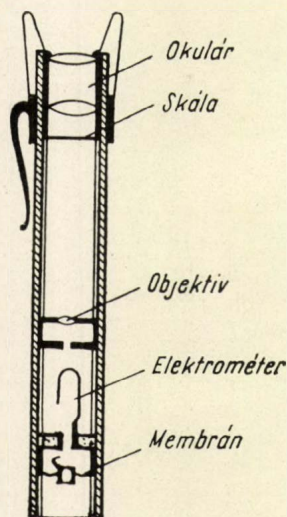
azaz az elektrométeren leolvasható közös feszültség V :

$$V = \frac{C_k}{C_k + C_e} V_k + \frac{C_e}{C_k + C_e} V_s.$$

A V minimális értéke (ha $V_k = 0$):

$$V = \frac{C_e}{C_k + C_e} V_s = \frac{V_s}{1 + \frac{C_k}{C_e}},$$

azaz a $0 - V_s$ feszültség tartománynak a mérések céljára felhasználható $V - V_s$ része annál nagyobb lesz, minél nagyobb a C_k/C_e viszony. A C_k értékét a kamrák méréshatára szabja meg. Általában 100—200 mrem-es méréshatárú kamrák használatosak, amiből 100—200 voltos töltőfeszültségnél és a szokásos néhány köbcentiméteres levegő térfogatnál 2—3 cm-es kapacitások adódnak. A C_k/C_e viszony növelése tehát csak a C_e csökkentésével érhető el, azaz az elektrométer kapacitásának kell minél kisebbnek lennie.



3. ábra

A töltő-mérő készülék $V - V_s$ feszültség tartománya egy bizonyos típusú kondenzátorkamrákra nézve közvetlenül dózis értékekben kalibrálható be. A kamrát a mérési eredmény leolvasása után a készülék automatikusan a 0 dózisosztályzatnak megfelelő V_s feszültségre tölti fel és így az ismét mérésre készen áll. Egy töltő-mérő készülékkel természetesen tetszés szerinti számú kondenzátorkamra üzemeltethető.

A kondenzátorkamrák másik típusát az ún. *önleolvasós* egyéni dózismérők képezik. Ezeknél a belső elektródhoz közvetlenül egy kisméretű Lauritsen elektrométer van kapcsolva, melyről az ugyancsak beépített leolvasó mikroszkóp segítségével a kamrát ért dózis bármikor közvetlenül leolvasható (3. ábra). Feltöltésük a már említett védőmembránon keresztül száraz telepekről vagy miniatűr dörzselektromos készülék segítségével történik. Egyes típusoknál a feltöltő szerkezet is be van építve a töltőtoll nagyságú kamrába, amely ilyen módon egy komplett dózismérőt képvisel.

Az önleolvasós egyéni dózismérőkről az egyes munkafolyamatokhoz tartozó rész dózisértékek bármikor leolvashatók, míg a nem önleolvasósaknál minden észlelés után a kamrát természetesen újra fel kell tölteni és a mérést megint előlről kell kezdeni.

Magára az ionizációs kamrára vonatkozó fontosabb követelmények a különböző sugárzásoknál a következők:

Röntgen- és gamma-sugárzások mérésénél igen fontos, hogy a kamrák kis energiafüggést mutassanak. Ez azáltal érhető el, hogy az r-egységekben való mérés előírásainak megfelelően a kamrafalat és belső elektródot levegőekvivalens anyagból készítsük. Ilyenek pl. a 97% grafit és 3% szilícium-oxid keveréke, vagy a grafittal vezetővé tett és 7,4-es effektív rendszámra beállított különféle bakelit keverékek. Ezeknél a legfontosabb 0,1—2 MeV-es energiatartományra nézve az energiafüggés 15% alá szorítható le.

Az alumíniumból készült ionizációs kamrák pl. már több 100%-os energiafüggést mutatnak és így csak olyan sugárzásokra használhatók, amilyenekkel behitelesítésük történt.

Béta-sugárzások mérésénél alapvető követelmény, hogy a kamrafalon a béta-sugarak át tudjanak hatolni. Az ilyen vékonyfalú ionizációs kamrák igen törékenyek és éppen ezért csak ritkán használatosak. A béta-sugárzások egyéni méréséhez általában film-dózimétereket használnak, amelyekkel a béta és gamma dózisok külön-külön meghatározhatók.

Lassú neutronok mérésénél a $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ magreakcióból származó 1,47 MeV energiájú α -részek ionizációját szokás felhasználni olyan módon, hogy az ionizációs kamra falára vékony rétegben természetes bört viszünk fel, mely 20%-ban tartalmazza a B^{10} -es izotópot. Az érzékenység fokozása céljából a B^{10} -es izotópot 90—96%-ig feldúsítva is alkalmazzák. Nagy felület és kis levegő térfogat kialakításával elérhető, hogy a kamrák gamma-sugárzásokra mintegy 100-szor kisebb érzékenységet mutatnak, mint a lassú neutronokra.

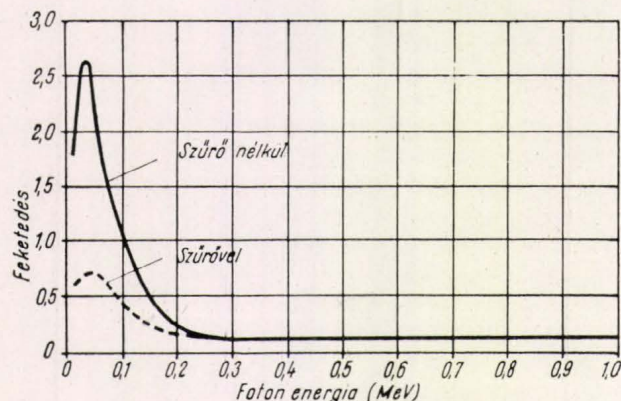
Gyors neutronok méréséhez legtöbbször olyan ionizációs kamrák használatosak, amelyekben a neutronok protonokkal való ütközés útján tudnak ionizációt kelteni. A hidrogént paraffin vagy polietilén formájában szokás a kamrafalra felvinni. A rendkívül zavaró gamma-sugárzás oly módon kapcsolható ki a mérésből, hogy ellentétes polaritással két azonos ionizációs kamrát kapcsolunk össze és ezek közül az egyiket bórral vonjuk be. Így a gamma sugár hatására mindkét kamrában keletkező ionizációs áramok egymást kompenzálják és tisztán megkapjuk csupán az egyik kamrában a gyors neutronoktól eredő proton ionizációt. Az ilyen egyéni dózismérőknek egymáshoz rögzített kettős töltőtoll alakjuk van.

Film-dóziméterek

A film-dóziméterek sugárdetektorként a fotoemulziót használják fel, és pedig legtöbbször röntgenfilm formájában. Egyetlen nagyobb filmből kivágott kb. 30×40 mm-es kockák fekete papirosba csomagolva és a mérendő sugárzásnak megfelelő tokba helyezve kerülnek szétosztásra. A film-dózimétereket általában a munkaköpeny külsején szokás hordani. Bizonyos munkafolyamatoknál kisebb filmek a homlokon, illetve gyűrűszerűen az ujjakon is elhelyezést nyerhetnek. A filmek kisebb sugárérzékenysége következtében a film-dóziméte-

rek kiértékelésére általában 2—3 heti viselés után kerülhet sor.

Röntgen- és gamma-sugárzások mérése. Minden fotoemulzió főleg a 0,04—0,4 MeV-es fotonenergia tartományban nagyfokú, 10—40-szeres energiafüggést mutat, amit ugyan kadmium szűrő alkalmazásával nagymértékben csökkenteni lehet (4. ábra), az energiafüggés azonban még így is elég



4. ábra

jelentős marad. Ennek oka abban keresendő, hogy kisebb foton energiáknál a film feketedésének nagy részét az ezüst atomokból kiváltott fotoelektronok hozzák létre, márpedig a fotoelektromos abszorpció erősen függ a foton energiájától. Nagyobb energiák felé egyre inkább a kisebb energiafüggésű Compton elektronok jutnak szerephez és így az energiafüggést ábrázoló görbe egyre inkább el-laposodik.

Az energiafüggés közvetlen következménye, hogy míg a fotoemulziót standard összetételű sugárzások mérésére, pl. rádium terápiás kórházi osztályok dolgozóinak sugárvédelmi méréseire minden további nélkül jól fel lehet használni, addig különböző energiájú foton sugárzások mérésénél, pl. röntgen és rádium sugárzásának kitett dolgozók sugárvédelmi méréseihez speciális film-dozimétereket és kiértékelési módszereket kell alkalmaznunk. Az ilyen film-dozimétereknek három vagy négy kis ablaka van, amelyek közül egyet csupán egy vékony fényzáró hártya borít, míg a többibe egyre erősebb hatású szűrő lemezek vannak behelyezve: pl. 0,05 mm Cu, 0,5 mm Cu és 1,2 mm Cu vagy 0,5 mm Ag és 0,5 mm Ag + 0,5 mm Pb.

Nyilvánvaló, hogy lágyabb sugárzásoknál nagyobb lesz a szűrőtlen és a fokozódó vastagságú abszorbenseken áthaladt sugárzások közti intenzitás különbség és így természetesen a feketedésbeli különbség is, mint a keményebb sugárzásoknál. A sugárzás keménysége tehát már egyszerű rátekintéssel is megbecsülhető. A feketedések ki-méréséből, valamint kalibráló mérésekből az egy-szerű vizuális megállapításokon túlmenően mind a röntgen-sugárzás keménysége, mind pedig a kapott dózis nagysága is kiszámítható. Az ólomszűrő mögötti nagyobb feketedések a Compton elektro-nok számának megnövekedésére, azaz kemény gamma sugárzások jelenlétére mutatnak.

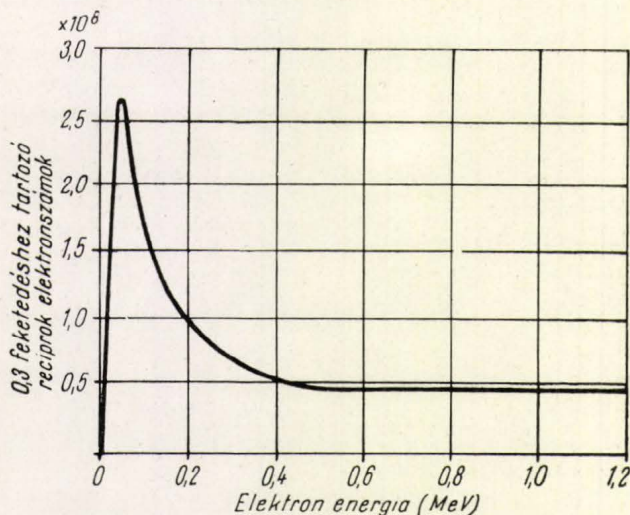
Röntgen- és gamma-sugárzásra a feketedés szé-les határok között *Bunsen-Roscoe törvényét* követi:

$$D = f(I \cdot t),$$

azaz a feketedés (D) csupán az $I \cdot t$ szorzattól függ, ahol az I a sugárzás intenzitását és t a besugárzás idejét jelölik. Ez más szóval azt jelenti, hogy a fotoemulzióknak hosszú időn át kis intenzitással létrehozott feketedését összehasonlíthatjuk a normál-sorozatnak rövid idő alatt nagy intenzitással létrehozott feketedésével. A fotoemulzió tehát igen alkalmas kis sugárintenzitásokból eredő dózisoknak hosszú időn át való összegezésére, azaz pl. egyes személyek által huzamosabb időn át elsenvedett összdózis mérésére.

Béta-sugárzások mérése. A fotoemulzió közvetlenül felhasználható béta-sugárzások mérésére is, sőt az egyéni dózismérők közül a legmegfelelőbbek-eknek éppen a film-doziméterek mondhatók. A fotoemulzió természetesen a béta-sugárzással szemben is mutat bizonyos energiafüggést. Jellemzőes ilyen görbét mutat az 5. ábra, amely 0,3 feketedésnek megfelelő reciprok részecskeszámot mutatja 10^8 elektron/cm² egységekben az energia függvényé-ben.

A fotoemulzió igen alkalmas detektor a vegyes béta- és gamma-sugárzások esetében is a béta- és gamma-sugárzások dózisainak a szétválasztására. Ha ugyanis a film felét béta-sugárzást elnyelő lemezzel takarjuk, akkor nyilvánvaló, hogy itt csupán a gamma-sugárzás hatása fog érvényesülni, míg a film másik felén a béta és gamma együttesen. A kettő különbsége szolgáltatja a béta dózist. A feketedések kiértékeléséhez természetesen mind a béta, mind a gamma hitelesítő normál sorozatok elkészítésére szükség van.



5. ábra

Lassú neutronok mérése. A filmet vékony kad-mium lemezzel borítjuk be, melynek a lassú neutro-nokra igen nagy befogási hatáskeresztmetszete van. Így a (n, γ) magreakciókból eredő gamma-sugár-zás a filmen feketedést hoz létre.

Egy másik lehetőség abban áll, hogy az emul-zióba litiumot vagy bórt viszünk be. A (n, α) mag-

reakciókból származó alfa részecskék jellegzetes rövid, vaskos pályái az emulzióban megszámlálhatók. A litium mintegy 15-szörös, a bór 200-szoros érzékenység emelkedéshez vezet. Megjegyezzük, hogy lassú neutronoknál mindig jelentkezik az emulzióban a $N(n,p)C$ magreakciókból származó proton nyomok is, amelyeknek leszámllálása szintén lehetőséget ad a lassú neutronok mérésére.

Gyors neutronok mérése. Az emulzióban jelen levő hidrogén atommagok a neutron ütközések alkalmával nyert kinetikai energiájuk következtében az emulzióban nyomot hagynak maguk után. A gyors neutronok mérésére ennek alapján két lehetőségünk van:

1. A proton nyomok leszámllálása, ami a fásztóbb, de érzékenyebb eljárás,

2. A feketedés fotometrlálása, ami kényelmesebb, de sokkal érzéketlenebb módszer.

Kiértékelés. A filmkockák dozimetriai kiértékeléséhez hasonló fajtájú sugárzással készített normálsorozatra van szükségünk, amelyet a kiértékelendő filmkockákkal együtt hívunk elő. A normál sorozat sugárzástól távol tartott alap filmből és fokozatosan növekvő, ismert dózissal besugárzott filmkockákból áll. A feketedéseket denzitóméterrel mérjük oly módon, hogy az alapfilm behelyezésénél zérus feketedésre állítjuk be a műszert.

Ha a normál sorozat feketedési értékeit a kapott dózisok függvényében ábrázoljuk, egy kalibrációs görbét kapunk, amelyről az ismeretlen sugárzás dózis értékei leolvashatók.

Tekintettel arra, hogy adott sugárzás által létrehozott feketedés abszolút értékét nagymérték-

ben befolyásolja az előhívó minősége, hőmérséklete, az előhívás ideje, valamint a film minősége, célszerű minden esetben új normál sorozatot készíteni és azt a kimérendő és alap filmekkel együtt ugyanabban a keretben, tehát teljesen azonos körülmények között előhívni. A filmek kiértékelése vagy fotométerrel, illetve denzitóméterrel történő feketedés mérés, vagy neutronok esetén a felületegységre eső proton, illetve alfa nyomoknak mikroszkópban történő leszámllálása alapján történik.

A fentiekben ismertetett három legfontosabb egyéni dózismérő típus közül legkevesebb beruházást igényelnek a film-doziméterek, legtöbbet az önleolvasós zsebkamrák. Az üzemeltetéssel járó költségek viszont a film-dozimétereknél a legnagyobbak (vegyszerek, filmek, laboráns munkabére stb.). Hogy melyik típusnak a bevezetése a legcélszerűbb, azt végső fokon az ellenőrizendő személyek száma és egyéb helyi körülmények dönthetik el. Számos esetben a kondenzátor-kamrák mindenestre döntő szerepet játszanak.

dr. Bozóky László

Országos Onkológiai Intézet

IRODALOM

Photographic Dosimetry of X and Gamma Rays
National Bureau of Standards, Handbook 57, 1955.

H. Blatz: Radiation Hygiene Handbook, London, 1959.

Fries, Hull: Pocket Dosimeters, Film Badges or Both? Nucleonics 17—5, 116, 1959.

Bozóky L.: Védekezés Atommagsugárzás Ellen, Műszaki Könyvkiadó 1958.

W. J. Price: Nuclear Radiation Detection, London 1958.

A holdrakéták pályáiról

Az űrhajózás eddigi eredményei a kozmikus térben haladó közlekedési eszközök mozgásegyenleteinek elméleti elemzésére és ezek numerikus megoldásainak vizsgálatára alapulnak. A felbocsátandó rakéta hajtására és irányítására vonatkozó követelményeket, valamint a fellövés megvalósítható legjobb feltételeit számításokkal lehet meghatározni.

Az űrhajó mozgásának leírására szolgáló kezdeti vonatkoztatási rendszerként azt a Descartes-féle koordinátarendszert választhatjuk, amelynek a kezdőpontja a Föld középpontjához van rögzítve. Sok gyakorlati problémánál viszont gömbi koordinátarendszert kell használni, amelynek kezdőpontja a Föld középpontja. Figyelembe kell venni a testeknek a Holdhoz, vagy a többi bolygóhoz viszonyított mozgását is.

Az „égi ballisztika” mozgásegyenleteibe, amelyek a kozmikus térben kialakuló szabad mozgást írják le, csak a Newton általános tömegvonzási törvényével meghatározott kölcsönhatási erőket kell beírunk. Ha a Hold eltalálásának, vagy a Hold megkerülésének problémáját kívánjuk megoldani, akkor egy testnek a Nap, a Hold,

és a nem tökéletesen gömb alakú Föld együttes gravitációs terében történő mozgását kell vizsgálnunk.

A Holdrakéta legelőnyösebb felbocsátási feltételeinek kutatásában közelítő módszereket használhatunk. Például a test mozgását földköri Kepler-mozgásnak tekinthetjük, ha a test a Holdtól legalább 66 000 km távol van, ha pedig a Holdat ennél jobban megközelíti, akkor mozgását holdköri Kepler-mozgásnak vehetjük.

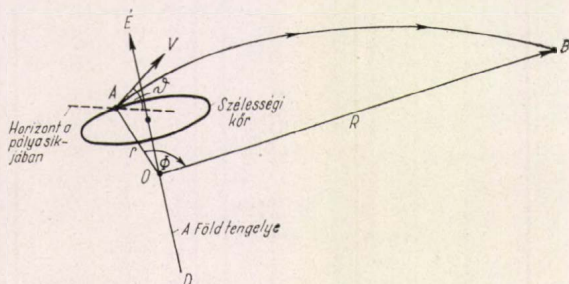
Az Északi Félgömb egyes pontjaira a felbocsátás legelőnyösebb körülményeit első közelítésben — csak a Föld gravitációs vonzásának figyelembevételével — a következőképpen határozhatjuk meg.

Tekintsük először a Holdba ütközés esetét. Jelölje A a rakéta helyét a leválás pillanatában, B a Hold középpontjának helyzetét az ütközés pillanatában és O a Föld középpontját (1. ábra). Bármelyik az A-t B-vel összekötő pálya az ABO pontok által meghatározott síkban fekszik. A pálya és a kezdeti sebesség pontos meghatározására már elegendő a kezdeti sebesség és a horizont közti θ szög ismerete.

A kéttest-probléma megoldásából könnyen levezethetjük a

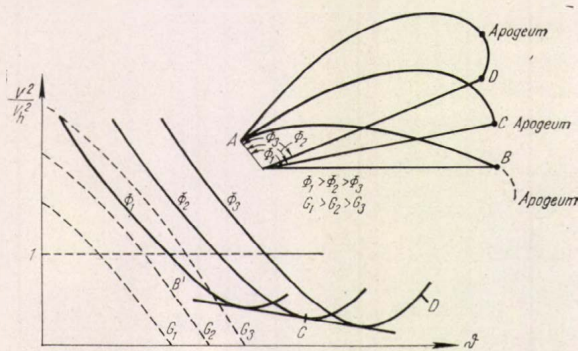
$$\frac{V^2}{V_n^2} = f\left(\frac{r}{R}, \vartheta, \Phi\right) \quad (1)$$

függvénykapcsolatot, amelyben V_n a parabolikus sebességet jelenti. A Φ az OA és OB irányok által bezárt szög, amit szögtávolságnak nevezünk. Az A pont a Földhöz van rögzítve, ezért a Föld forgásakor egy szélességi kör mentén mozog. A Φ az 1. ábrán látható határok között változhat.



1. ábra

Mint hogy az r/R arány kicsi, és gyakorlatilag állandó, (1) szerint a V^2/V_n^2 arány lényegében csak ϑ és Φ függvénye. A 2. ábrán ezt a függvénykapcsolatot különböző állandó Φ értékek mellett vastagon kihúzott vonalak szemléltetik. Ugyanitt a szaggatott vonalak a rakétakaraktisztika tipikus alakját mutatják a leválás pillanatához tartozó különböző rakétasúlyok esetén.



2. ábra

A 2. ábrából látható, hogy a legjobb indulási időpont, amelyhez a legnagyobb hasznos teher tartozik, éppen a Φ szögtávolság lehető legnagyobb értékének felel meg. Ebben az esetben a pálya síkja az egyenlítő síkjára merőleges lesz. A Föld körül keringő Hold különböző helyzeteihez a Φ maximális értéke különbözőnek adódik. Az Északi Félgömb pontjai számára a maximális Φ az egyenlítő síkja alatt a legmélyebb Hold-helyzetnek felel meg. Ezek a feltételek az optimális időt egy holdhónapnál rövidebbre, a felbocsátás pillanatát pedig egy 24 órás intervallumra korlátozzák.

Az előző következtetéseknél nem vettük figyelembe a Föld forgását és azt az előnyös körülményt, hogy ebből a rakéta sebességéhez is adódik egy

járulék. Ha a Föld forgását figyelembe vesszük, akkor az optimális pálya hajlásszöge az egyenlítő síkjához kisebb lesz. Bizonyos korrekciókat jelent a Hold és a Nap hatásának, a Föld lapultságának, és a pálya aktív szakaszára jellemző adatoknak a figyelembevétele. A hasznos teher további lényeges növelését biztosíthatjuk azáltal, hogy a felbocsátás pontját a Föld felületén alkalmas helyen választjuk meg. A legkedvezőbb pontok az Egyenlítő környékén találhatók. A szovjet kozmikus rakéták számára azt a lehetőséget fogadtuk el, amelynél a pálya kezdeti szakasza az Egyenlítő síkjával kb. 65° -ot zár be. Ez a legelőnyösebb körülményekhez igen közel jár. A mozgásegyenletek megoldásával kapcsolatos számításokat gyors számítógépekkel végeztük. Meghatároztuk az optimális pályákat, és igen sok pályát tanulmányoztunk az egyes optimális tartományokban. A pálya kiválasztása azzal kezdődik, hogy előírjuk a lövedék teljes energiáját az indulás pillanatában. A teljes energia mennyiségét a kísérlet célja és az a körülmény határozza meg, hogy a rakéta Holdra érkezését, illetve a Hold közelében való elhaladását a Szovjetunió területéről kedvező feltételek mellett lehessen megfigyelni. Ez a Hold elérésére szükséges időtartamot is meghatározza. Az optimális feltételek vizsgálatakor kiderült, hogy a repülés ideje a Földtől a Hold körzetéig közelítőleg 0,5; 1,5; 3,5 vagy 4,5 naptári nap.

Miután a szükséges teljes energiát meghatároztuk a lehetséges hasznos teherről, és a legmegfelelőbb nap környezetében a felbocsátás feltételeiről kell felvilágosítást kapnunk. Az Északi Félgömbön ez utóbbi a Hold legkisebb inklinációjának felel meg a legnagyobb megközelítés pillanatában. Erre a kérdésre a ballisztikai számítások adnak választ a rakéta jellemző adatainak figyelembe vételével.

A számítások azt mutatják, hogy az optimális felbocsátási időpont közül két-három napos hiba mellett a hasznos teherben okozott veszteség még elfogadható határok között marad. Ezért minden holdhónapban csak néhány nap látszik alkalmasnak a felbocsátásra. Nagyobb eltérés az indulás optimális napjától tetemesen lecsökkenti a lehetséges hasznos terhet.

A pálya jellemző adatai és a kezdeti paraméterek kapcsolatának részletes tanulmányozásában előnyös annak a pályaseregnek bizonyos lényeges tulajdonságait megállapítani, amelynek középső pályája a Hold középpontjához vezet. Az említett pályasereg következő tulajdonságai eléggé pontosak, ezek alkalmazása sok gyakorlati probléma megoldását nagymértékben megkönnyíti.

1. A Hold közelében az egyenesnek tekinthető centrális pálya kis környezetében a pályák a Holdhoz viszonyított mozgásban kb. 20 000 km-ig olyan pályarendszert alkotnak, amely a centrális pálya, mint tengely körül forgásszimmetrikus.

2. A Hold szomszédságában a pályák közelítőleg kúpszeletek, amelyek meridionális síkban fekszenek.

3. E pályasereg különböző tagjait kapjuk a hat független paraméter főértékétől való kis eltérések esetén. A hat független paraméternek tekinthetjük a rakéta 3 koordinátáját és sebességének 3 komponensét a leválás pillanatában.

4. Bármelyik paraméter növelése vagy mind a hat paraméter tetszőleges kombinációjának megváltoztatása a pályasereg különböző tagjait adja, s ezek mind ugyanabban a meridiális síkban vannak.

5. Bevezethetünk egy általános dimenzió nélküli változót minden meridiális síkra vonatkozóan:

$$\Delta\xi/\Delta\xi^* = \lambda$$

ahol $\Delta\xi$ bármely ξ paraméter változása a felbocsátás végén, $\Delta\xi^*$ a perturbált pályának a Hold középpontjától mért minimális távolsága.

Föld középpontjától mért 550 000 km apogeumtávolságnak felel meg, ha a Hold hatását elhanyagolhatónak vesszük. A pályasereg olyan tagjainál, amelyek az 550 000 km-es apogeumhoz tartozó vonaltól balra helyezkednek el, a test lefékeződik a Hold közelében, s az apogeumtávolság csökken, míg ettől a vonaltól jobbra a test a Hold közelében felgyorsul, s az apogeumtávolság növekszik.

Az önműködő bolygóközi állomás mozgása során megvalósított $q_{\min} = 7900$ km, és a megfelelő λ és w értékeket numerikus számítással kellett meghatározni. Ezeket ábrázolva (3. ábra) 480 000 km-es apogeumtávolságot és az első keringés alkalmával 47 500 km perigeumtávolságot kapunk.

A Hold zavaró hatása az önműködő bolygóközi laboratórium mozgására igen nagy, tömegegységre vonatkoztatva a következő táblázat adataival jellemezhető:

	Teljes energia a Föld középpontjára vonatkoztatva	A Föld középpontjára vonatkoztatott impulzusnyomaték			
		C_x	C_y	C_z	C
A Hold hatásgömbjének elérése előtt	$-0,68 \left(\frac{\text{Km}}{\text{Sec}}\right)^2$	$55,10^3$	$-30,10^3$	$21,10^3$	$67,10^3$
A Hold hatásgömbjének elérése után	$-0,74$	$-177,10^3$	$65,10^3$	$32,10^3$	$191,10^3$

C_x = a tavaszi napéjegyenlőség x irányára vetett vetület

C_y = az x-re merőleges, de az egyenlítő síkjába eső tengelyre vetett vetület

C_z = a Föld forgástengelyének irányára vetett vetület, $C = \sqrt{C_x^2 + C_y^2 + C_z^2}$

Következésképpen fennáll a

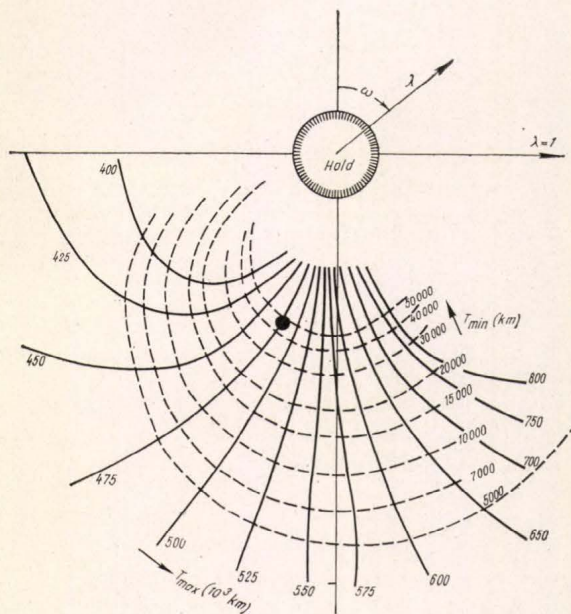
$$q_{\min} = f(\lambda)$$

univerzális összefüggés, amely minden meridiális síkban az összes különböző pályára érvényes, s amelyben q_{\min} a pályának a Hold középpontjától mért legrövidebb távolságát jelöli.

A fent említett tulajdonságokat felhasználva a hatparaméteres pályasereg kétparaméteres sokasággá transzformálható. Ezt egy tetszőleges π síkon egyértelműen ábrázolhatjuk. A pontok koordinátái legyenek: λ a sugár és w a polárszög. Az w szög a pályák meridiálisíkját határozza meg. Ez a körülmény lehetővé teszi, hogy a zavaró tényezők egész csoportját jól követhető módon vizsgálhassuk és leírassuk.

A π síkban célszerű a pályák különböző tulajdonságainak azonos értékeihez tartozó vonalakat meghúzni. Ez különösen fontos a Holdat megkerülő pálya vizsgálata és a legelőnyösebb tulajdonságú pályákhoz tartozó kezdeti feltételek meghatározása szempontjából. Két ilyen vonalsereget mutat a 3. ábra, amelyet az önműködő bolygóközi állomás pályájának meghatározására használtunk. Ezen az ábrán a testnek a Földtől mért maximális, és a Hold megközelítését követő első keringés során elért minimális távolságát tüntettük fel. A kiválasztott pályaseregnél a kezdeti energia a

Ki kell emelnünk, hogy az impulzusnyomaték vektor nagysága közelítőleg háromszorosára növekszik, és iránya csaknem ellenkezőre változik.



3. ábra

A π -sík leegyszerűsíti a kezdeti paraméterek pályamódosító hatásainak elemzését. A π -sík bevezetése lehetővé teszi, hogy a Hold eltalálásának és a Hold megkerülésének a problémáit összekapcsoljuk. A Holdat megkerülő, előírt tulajdonságú pályák meghatározása visszavezethető a π -sík egy olyan adott pontjának eltalálására, amely a pálya megkívánt tulajdonságainak megfelel.

A Hold megkerülése különböző típusú pályák megvalósításával érhető el. A Holdat messziről (a Holdtól 40 000–100 000 km távolságban, a Hold kismértékű befolyása mellett) megkerülő pálya olyan ellipszishez tart, amelynek egyik gyújtópontja a Föld középpontja. Ha egy ilyen pályát az Északi Félgömből indítanánk, a visszatérő ág a Hold megkerülése után az egyenlítő alá kerülne. Ez lehetetlenné teszi, hogy a Szovjetunió területéről megfigyeljük az ismét földközelsébe jutó holdrakétát. Egyébként ezeknél a pályáknál a Föld középpontjától mért perigeumtávolság kisebb a Föld sugaránál, s ezért a holdrakéta az első keringés során belép a földi légkörbe. Az életfartama tehát rövid lenne.

Előnyösnek mutatkozott annak a pályának a megvalósítása, amelyen a holdrakéta a Holdat kb. 5000–20 000 km távolságra megközelíti. Ebben az esetben a Hold nagymértékben befolyásolja a pályát. Ennek eredményeképpen a Föld közelébe visszatérő pályát kapunk, amelynek perigeumtávolsága kb. 40 000 km, apogeumtávolsága kb. 500 000 km és a Föld felé való visszatérés az Északi Félgömb magasanfekvő szélességi körei felett valósul meg. Ez a megfigyelések elvégzése, és a rádiójelek vétele szempontjából igen kedvező. Ezen kívül ezek a pályák alkalmasak a holdrakéta irányításának és a fényképezésnek a megoldására a Holdtól mért kb. 40 000–150 000 km távolságban. A számítások azt mutatták, hogy ilyen távolságtartományban, amelyet a holdrakéta kb. 12 óra alatt fut be, a holdrakétát a Holddal összekötő egyenes gyakorlatilag változatlan irányítású marad. Ez az irányító szerkezet normális működése, és a fényképezés szempontjából előnyös. A pályának ez a tulajdonsága lehetővé teszi, hogy az irányító szerkezet bekapcsolását, és azt követően a fényképezési műveleteket előre meghatározott program szerint vezéreltessük.

A Hold innen láthatatlan oldalának lefényképezése céljából a holdrakétát az újhold táján kell indítani. Ebben az esetben a Hold láthatatlan oldalát a Nap megvilágítja. Az előnyös energetikai körülmények, és a Hold megvilágítási viszonyainak egybevetéséből meghatározhatjuk azokat a hónapokat és napokat, amelyek a Hold másik oldalának lefényképezésére a legmegfelelőbbek.

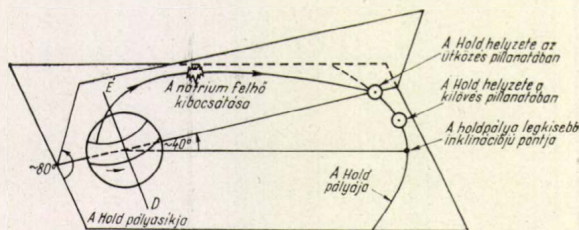
Ezek a megfontolások szolgáltak alapul a harmadik kozmikus rakéta Holdat megkerülő pályájának kiválasztásában.

Most foglaljuk röviden össze a három szovjet kozmikus rakéta pályadatait.

1. Az 1959. I. 2-án felbocsátott kozmikus rakéta utolsó fokozata 1472 kg volt üzemanyag nélkül, ebből 361,3 kg a műszertartály és az

energiaforrások súlya. A holdrakéta a Holdtól kb. 500 km-re északra haladt el. A Hold körzetébe kb. 1,5 csillagászati nap alatt jutott. Ezzel a rakétával léptük túl először a parabolikus sebességet, s így a holdrakéta a Nap mesterséges bolygójává lett. Perihéliumtávolsága $146 \cdot 10^6$ km, aphéliumtávolsága $197 \cdot 10^6$ km (a Naptól mérve), keringési ideje 450 csillagászati nap.

2. A második kozmikus rakétát a Hold eltalálása céljából löttük fel. Utolsó fokozatának súlya 1511 kg, ebből a műszertartály 390 kg. A pályát a 4. ábra mutatja. A pálya gyakorlatilag



4. ábra

végig az egyenlítő síkjára 65° szöggel hajló síkban volt. A repülés ideje kb. 1,5 nap. A szabad repülés kezdeti sebessége nagyobb volt a helyi parabolikus sebességnél. A kezdeti adatok pontosságára való tekintettel a másfél napos repülési idő kedvezőbbnek bizonyult, mint azok az energetikailag előnyösebb pályák, amelyeknél a test a Holdat csak hosszabb idő után éri el. A félnapos repülési idő túl nagy energia fogyasztást kíván. A Hold felületére kb. 60° -os szögben becsapódó rakéta sebessége a Holdhoz képest kb. 3,3 km/sec volt. A becsapódás a látható holdkorong közepétől 800 km-re északra, az Archimedes, Aristilles és Autolykus kráterektől délre történt. A megfelelő q_{\min} 500 km volt. Az ütközés időpontja moszkvai idő szerint szept. 14. 0 óra 2'24".

3. A harmadik kozmikus rakétát 1959. okt. 4-én bocsátottuk fel. Cél a Hold megkerülése volt. Az automata bolygóközi állomás műszertartálya 435 kg volt. A pálya síkja a Hold felé repüléskor az egyenlítő síkjával 55° szöget zárt be. A Hold zavaró hatása miatt a földkörüli mozgás később olyan ellipszisszakaszra terelődött, amelynek síkja az egyenlítő síkjával 80° szöget alkotott. A számítások szerint a további mozgást a Hold és a Nap úgy befolyásolják, hogy a pálya hajlásszöge rendszertelenül változik: a tizedik keringéskor 48° , tizenegyedik alkalommal 57° . Érdekes, hogy a perigeumtávolság a Nap és a Hold hatása miatt keringésről keringésre csökken. A számítás szerint a 11. keringés befejezése után (1960. III.) az önműködő bolygóközi állomás az Északi Félgömb felett belép a földi légkörbe, és elpusztul. Ez a pálya alakjának, és a Földhöz, ill. Naphoz viszonyított helyzetének a következménye. Az ilyen pályák vizsgálata a bolygórendszerek tulajdonságainak megértését is elősegítheti.

A fényképezés körülményei a Hold nem látható oldalának megvilágítási viszonyait tekintve kedvezőek voltak. Ennek a területnek $\frac{2}{3}$ részét lefényképeztük. Kedvezőtlen tényezőt jelentett az, hogy a felület közvetlen megvilágítást kapott, s így a holdfelszín elemeinek árnyékai hiányoztak. A képek a felszín különböző részeinek eltérő reflexióképességéből adódtak. A fényképek kiértékelését elősegítette az, hogy a képek a Földről is ismert holdrészleteket is tartalmaztak. A felületi képződmények pontos alakját csak a látható korong szélén lehetett meghatározni. Ezt eddig a perspektivikus torzítás lehetetlenné tette. (A Fizikai Szemle f. évi 2. számában, a 44. oldalon látható képet több előzetesen kezelt képből kaptuk, amely így a több képen mutatkozó részleteket együttesen

próbálja bemutatni) A Hold Földünkéről láthatatlan felszínének teljes leírása érdekében a fényképezést még folytatni kell. Feltehető, hogy oldalirányú megvilágítás alkalmával készített további képek újabb ismeretlen részleteket fognak kimutatni.

Az az érzésünk, hogy a kozmikus térben végrehajtott fényképezési kísérletünk, és a képtovábbítás sikeres megoldása nemcsak a Hold kutatása szempontjából jelentős, hanem a modern kísérleti csillagászat új módszereinek kipróbálása terén is döntő fontosságú.

L. I. Szedov

(Megjelent: Acta Astronautica 1960.

Fordította: Abonyi Iván)

A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon II.

A XVI. és XVII. században Magyarország politikai helyzete nem kedvez a tudomány fejlődésének. A megmerevedett feudalista rend, amely a Dózsa-felkelés után még erősebb nyomást gyakorol az elnyomott jobbágyásra, nem teszi lehetővé a nyugatihoz hasonló, gazdaságilag egyre erősödő és így egyre nagyobb társadalmi súlyra szert tevő polgárság kialakulását. A polgárság, amely más országokban az új tudomány hordozója, számszerűleg kicsi, gazdaságilag gyenge és szétszórta, még nyelve sem homogén. A városokat lakó iparosok anyanyelve a magyar mellett német, szlovák, román, a tudomány terén csak a szinte kizárólag használt latin nyelv teremt köztük egy-egységet.

A társadalmi elmaradottságot még súlyosbítják a törökökkel folytatott háborúk, az elnyomó Habsburg uralom elleni szabadságharcok. Ilyen környezetben igazán nehezen virágozhat a tudomány. A kizárólag egyházi kézben levő iskolákban kevés hely jut a természettudományoknak, akár a protestánsok német mintára szervezett főiskoláiról, akár a jezsuiták kezében levő nagyszombati egyetemről van szó. Fizikát ugyanis csak a felsőbb iskolákban tanítanak még, mint a filozófiai tanfolyam egy részét, és itt kerül tárgyalásra a világrendszerek kérdése, ezen belül pedig — ha egyáltalában szóba kerül — Copernicus világrendszere.

A kopernikánizmus magyarországi elterjedéséről éppen azoknak a szerzőknek a művei adhatnak felvilágosítást, akik a fenti iskolákban mint a filozófiai tanfolyam professzorai működtek, vagy pedig ifjúkori tanulmányaik során egy-egy külföldi egyetemen készítettek egy vagy több ún. disputációt, azaz értekezést, mely sokszor a baccalaureatusi, vagy doktori cím elnyerésére irányult. Ezek között a disszertációk között sok csillagászati vagy általános fizikai tárgyú van, amelyben a Copernicus-kérdés is felvetődik.

Az eddigiekből természetesen következik egy szem előtt tartandó körülmény: Magyarországon a XVI. és XVII. (sőt a XVIII.) században *világi* tudomány csak elvétve volt, esetleg az orvosok között akadt nem teológus, de ezek is *tanultak*, sőt végeztek is teológiát (Pápai Páriz Ferenc, Hatvani István). Ha tehát a külföldi irodalomban a Copernicus-kérdésben határozott állásfoglalást alig találunk, még kevésbé várhatunk ilyet Magyarországon.

A kérdés közelebbi vizsgálata során kb. három csoportba sorolhatjuk az egyes tudósok nézeteit. Az elsőbe tartoznak a katolikus, főképpen jezsuita szerzők mellett a protestánsoknak a bibliához mereven ragaszkodó képviselői. A második a habozók, ingadozók csoportja, akik egyrészt külföldi mestereik, Bacon, Comenius és Descartes hatása alatt, másrészt teológus voltak korlátaik miatt nem akarnak és nem mernek határozottan nyilatkozni. Amennyiben elég képzettek, rendszerint a Tycho által mutatott kiutat választják. Végül a legkisebb számú a kopernikánusok csoportja, akik egy része azok közül a karteziánusok közül kerül ki, akik elfogadják ugyan Descartes fizikáját teljes egészében az örvények elméletével együtt, de meglátják, sőt ki is merik mondani, hogy az egész rendszer sokkal logikusabb, ha a középpontba a Nap kerül, és a Föld a valóságban is mozog a maga örvényeivel együtt.

A fenti csoportosítás bizonyos számszerű eltolódással még a XVIII. században is felfedezhető, és kb. a XIX. század fordulóján tűnik csak el végleg az a szokás, hogy még a (Newtont most már mindenben követő) egyházi szerzők sem teszik oda Copernicus, Kepler és Newton tanításai mellé a „matematikai hipotézis” jelzőt.

1. *Antikopernikánusok.* Magától értetődőnek látszanék az eddigiek alapján, hogy Magyarországon a skolasztika hivatott képviselői, a jezsuiták között találjuk meg Copernicus legmakacsabb

ellenfeleit. Ez nagyjában igaz is, de csak azzal a módosítással, hogy eredményesen vitatni csak olyan elméletet lehet, amelyet valaki jól ismer. Ahhoz tehát, hogy valaki előadásaiiban vagy írásaiiban aktív antikopernikánusként léphessen fel, már önmagában bizonyos képzettségi színvonal volt szükséges.

A XVI. és XVII. század katolikus egyházi szerzői, akik egyáltalában természettudományi műveket írtak, számszerűen is igen kevesen vannak, és csak kettő van ezek között olyan, akinek irodalmi képzettsége vitatkozási készsége eléri az említett színvonalat.

Az egyik, időrendben is első, híres ellenreformátor: *Pázmány Péter*. Pázmánynak a maga korában nem jelent meg semmitéle természettudományos munkája, de az 1598/99 és 1599/600 tanévben Grácban tartott filozófiai, és ezen belül fizikai egyetemi előadásait a múlt század végén, illetve a század elején kiadták.¹

Mint „fizika”, Pázmány kézírata nem sok említést érdemel: e két terjedelmes kötet nem megy túl a szokásos Aristoteles kommentárokon. Ezt a jezsuiták rendkívül kötött tanulmányi rendje nem is tette volna lehetővé. Annyiban azonban mégis érdekesek ezek a művek, hogy fogalmat alkothattunk belőlük a jezsuita fizika-tanításról, annál is inkább, mivel a XVII. századból is csak egy kézirat maradt fenn a nagyszombati egyetemen folyó oktatásról. Ez a majd 100 évvel későbbi kézirat, Berzeviczy György munkája, Pázmányénál is alacsonyabb színvonalat mutat.² Pázmány előadásaiiba némi egyéni szint éppen a Copernicus-kérdés vitatása visz a kérdések és feleletek formájában megírt tipikusan skolasztikus munkába. Kiderül ugyanis, hogy a bíboros ellenreformátor nemcsak Copernicust ismeri jól, hanem az egész kérdésnek az irodalmát. Tudja, kik a tudományos irodalomban Copernicus hívei a katolikus országokban,³ és velük vitatkozik, persze már nemcsak Aristotelest, hanem antikopernikánus kortársait is idézve.⁴

Azt a színvonalat tehát, amelyet Pázmány e művei tükröznek a XVII. század folyamán egyetlen magyarországi katolikus szerzőnek sem sikerült túlszárnyalnia. Tapasztaljuk ezt akkor is, ha azt a néhány doktori értekezést nézzük, amelyek röviddel az egyetem alapítása után készültek Nagyszombatban. *Székhelyi Miklós* 1638-ban,⁵ Mokchai András 1640-ben doktorált⁶ és a megvédésre szánt, — az egész filozófiát felölelő, mintegy 50 tétel nagy része „fizikai” ugyan, de ők még addig sem jutnak el, mint Pázmány, hogy legalább vitatkoznának Copernicus-szal.

A század végén sem javul lényegesen a színvonal Nagyszombatban, legalábbis ami a Copernicus-kérdést illeti. A főnemesi családból származó *Szentiványi Márton* (1633—1705) a híres ellenreformátor I. Lipót és a jezsuita rend főcenzora kisebb-nagyobb megszakításokkal mintegy 30 évig adja elő egyéb tárgyak (logika, matematika, etika) mellett a fizikát is, és mint a Nagyszombati Kalendarium szerkesztője tájékoztatja a nagyközönséget a korabeli tudomány állásáról és eredményeiről. Fizikai előadásairól adat nem maradt fenn, de feltehető, hogy Pázmánynál tovább ő sem jutott. Ezt mutatja legalábbis az a három terjedelmes kötetet kitevő enciklopédia-jellegű munkája, amely a korszak minden elképzelhető tudományát magában foglalja.⁷ Van ezekben történelem,

földrajz, teológia, etika és természetesen „fizika” is. Amikor Szentiványi elég nagyfokú tájékozottságát, irodalmi tevékenységét, sokoldalú képzettségét kétségtelesen elismerésre érdemesnek tartjuk, ugyanakkor meg kell állapítanunk, hogy „fizikája” messze elmarad a kor színvonalától. Neki, mint jezsuitának, ragaszkodnia kellett a hagyományos elképzelésekhez. Így azután nem kell különösen meglepődnünk, ha azt látjuk, hogy a világrendszereket nemcsak teljesen Aristoteles-Ptolemaios alapján tárgyalja, ahol Copernicusról meg sem emlékezik, hanem az egész kopernikánus rendszert a „Hamis és kétes létezésű dolgok” (*De rebus falsae et dubiae existetiae*) közé sorolja, együtt a tűzben élő szalamandrával, vagy a mesés fönix madárral.⁸

A XVI—XVII. század katolikus-jezsuita írója tehát a merev elutasítás vagy a hallgatás álláspontján van a Copernicus-kérdésben. Ezen persze nem lehet csodálkozni, mert ezek, mint Pázmány és Szentiványi vagy maguk is az elnyomó feudális osztályhoz tartoztak, vagy mint Székhelyi és Mokchai fiatal disszertáns létükre nem is igen hangzathattak egyéni nézeteket.

Ennek következtében, a protestánsok esetében joggal várhatjuk az állásfoglalások nagyobb változatosságát. Várhatjuk elsősorban azt, hogy közülük fognak kikerülni — ha egyáltalában vannak ilyenek — a kopernikánusok. A teológia azonban, mint hivatás és az őszinte vallásos meggyőződés náluk is a Copernicus elleni állásfoglalást hívja életre. Az ellentétes nézet annyira egyéni, hogy a XVII. század folyamán szinte független az időrendi előrehaladástól. Találkozunk kopernikánussal a század elején, sőt találkozunk antikopernikánussal a következő század végén. Mindenesetre a protestánsoknál a kopernikánizmus kérdésében még több változatot találunk a hallgatástól az ingadozáson keresztül a harcos kiállásig, amely itt is gyakrabban történik Copernicus ellen, mint mellette.

Ilyen harcos kiállást tanúsít például a maga korában igen nevezetes nagyszombati lelkész, *Schnitzler Jakab* (1636—1684). Ő is azok közé a magyarországi tudósok közé tartozott, mint Apáczai Csere János, Pápai Páriz Ferenc, majd később Hatvani István, akik a külföldi egyetemi katedrát hagyták ott azért, hogy a hazai szerény és nehéz körülmények között terjeszthessék a kultúrát. A filozófia tanszék adjunktusa, majd a matematikai tanszék professzora volt Wittenbergben, amikor hazajött, hogy a nagyszombati gimnázium rektora, majd Nagyszombati lelkésze legyen.

Schnitzler tudományos munkássága mennyiségileg is számottevő, szombati pedagógiai működése is jelentős. Néhány metafizikai tárgyú dolgozat mellett Schnitzler építészeti (elsőnek Magyarországon⁹) földrajzi¹⁰ és csillagászati munkákat írt: ez utóbbiakban csillagászati¹¹, geodéziai műszerekkel¹², a bolygókkal¹³, az új csillagokkal¹⁴, az üstökösökkel¹⁵ stb. foglalkozott.

Nyilvánvaló, hogy ezekkel a témákkal kapcsolatban előkerül a föld mozgásának a kérdése is. Schnitzler állásfoglalása Luther és Melancthon Wittenbergjének szellemét tükrözi. Nem próbál kitérni a kérdés elől, mint sok kortársa, hanem harcosan kiáll a biblia betű szerinti értelmezése

mellett. A teológiai és szakmai érvek rendszerint össze is keverednek.

Így például: a Föld a világ, illetve a világ-mindenség közepe, mert, ha nem így lenne, az állócsillagokat különböző nagyságúnak látnánk, ezt mutatja az égi körök helyzete is és az, hogy mindig csak hat állatjegyet látunk. A mozdulatlanság igazolásához már felsorakoztatja a bibliai szokásos érveket: Józsuá a napot állította meg stb. Visszautasítja azt az elég elterjedt kopernikánus nézetet, amely szerint a biblia mint „népszerű” könyv a nyers szemléleten alapul, mert célja, hogy az egyszerű, tanulatlan nép is megértse. Általában szívesen folyamodik bonyolultabb problémák esetén a természetfeletti magyarázathoz. Így például Keplert idézve a tüzet a hús körül forgató szakácsról, megjegyzi, hogy: „nem azt kell látni, mi történhetik a természetben, hanem azt, ami valóban történik.” Isten számára semmi sem lehetetlen, az sem, hogy a nagy ég megforduljon 24 óra alatt a kis föld körül. Igaz, a csillagok látszólagos mozgását így nem lehet megmagyarázni, de hát ez csoda, és kész. Büszkén hangoztatja más alkalommal: „Ebben a bonyolult vitában, amely hevesen dúl a tudósok között, csak keveset szólunk hozzá, meg fogunk elégedni egyszerűen az igazsággal.” Az igazsággal, amelyet ő látszólag olyan szilárdan hitt, mint amilyen szilárdnak kell lennie — ő mint építész tudja ezt — minden alapnak, tehát a földnek is. „Mégis vannak vakok, akik megrögzött előítéleteikben megmaradnak.” Ha sokan is vannak ezen a véleményen, a tévedők nagy számától még nem válik valami igazzá.

További fizikai érvei a korban szokásosak, amelyeket Riccioli szedett olyan szép rendbe, és Galilei cáfolt meg olyan szellemesen. A kilótt ágyúgolyó, az állandó keleti szél stb. Az alap megkívánt szilárdsága mellett még egy új: a forgó, keringő földnek a sűrűlődnél keletkezett nagy hőtől meg kellene gyulladnia.

Schnitzler e magatartását azonban nem szabad egyszerűen maradiságnak és tudatlanságnak tekintenünk. Figyelembe kell venni a következőket: mind a bibliai helyekre való hivatkozás, mind a naív fizikai érvek a kor tipikus termékei. Ez utóbbiakkal kapcsolatban figyelembe kell azt is venni, hogy e korban még fizika tulajdonképpen nem volt, nem is beszélve a föld mozgásának bármiféle közvetlen fizikai bizonyítékáról, tehát ilyen érvelés, mint Bodinnál is, hogy a „nyugalom nemesebb, mint a mozgás” stb. egészen magától értetődő volt. Copernicus életművét tekinthetjük az új fizika kiindulópontjának, de nem a *létrehozójának*. 100 évvel Copernicus után a *fizika még mindig nem volt meg*, hiszen Galilei műve a szabadeségről csak 1638-ban jelent meg, és igazán csak szűk körben volt ismeretes, Newton pedig csak 1643-ban született!

Ami érvényes Schnitzlerre, érvényes többé-kevésbé a többi antikopernikánus magyarországi tudósra. Egy ponton azonban Schnitzler feltétlenül fölényben van a tárgyalt jezsuitákkal szemben:

„*csak* a Copernicus kérdésben és csak vallási okok miatt áll szembe az új fizikával, egyébként a kor más haladó természettudományos gondolatai elől nem zárkózik el, hanem élesen bírálja Aristotelest. Az új fizika filozófiai előkészítésének tevékeny harcosa.

Egész munkásságának részletezése persze már túl messzire vezetne, de kétségtelen, hogy ha ebben az összefüggésben vizsgáljuk Schnitzlernek a természetfelettről kifejtett véleményét, annak szintén más értelmezését is találjuk, mint egyszerűen tudománytalanságot. Schnitzler világosan látja, hogy a természettudományos ismeretek még nagyon kezdetlegesek. A természetfeletti magyarázathoz, az isteni csodához azonban kizárólag akkor fordul, amikor a vallás tilalomfája zárja el az igazság felé vezető utat. A föld mozgása mellett ilyenek az üstökösök, az új csillagok, amelyek megjelenését nehéz a mózesi teremtéssel összeegyeztetni. Ez onnan is kiténik, hogy felteszi magának a kérdést, hogy a kétségtelenül igen kiváló és tudós Copernicus miképpen hihetett ilyen kétes elméletben: „Joggal lehet kételkedni benne — válaszol — hogy Copernicus fizikailag elfogadja-e a föld mozgását. Ő ugyanis matematikailag tárgyalja a kérdést, és a téves ptolemaiosi hipotézisek helyett nagy merészséggel felújította samosi Aristarchos régi véleményét.”¹⁶

Ha tovább vizsgáljuk a Copernicus kérdést a magyarországi irodalomban, sűrűn bukkanunk Schnitzleréhez hasonló állásfoglalásra. Sebastiani György 1652-es földrajzi dologzatában [17] a föld mozgásának kérdését mint a „fizikusok” és „matematikusok” vitáját emlegeti. A föld mozgásának tanát Copernicus kétszáz (1) évvel ezelőtt hozta fel ismét a feledés homályából, de hiába: „A leghíresebb és legrégibb szerzőknek a tekintélye azonban szembenáll evvel, a tapasztalatra hivatkoznak és úgy vélik, hogy érzéki csalódásról van szó.” Végső soron azonban az egész kérdést, mint „elméleti” jellegűt, a filozófusoknak hagyja.

Mazar Kristóf (megh. 1708) 1674-ben, a földrengésről írt értekezésében azt fejtegeti, hogy a földrengéseket a föld belsejébe bezárt „könnyű” effluviumok okozzák, amelyek onnan kitörnek, hogy „természetes” helyükre jussanak, mert a könnyű testek helye a világ széle. A földnek magának ugyanis nem természete a mozgás, „hacsak nem akarjuk Copernicus-szal azt állítani, hogy a földgolyónak saját elve alapján egyetemes mozgása van.” De azt a tant már 1616-ban elítélték V. Pál pápa és a bíborosok, majd Galileit is emiatt ítélték el 1633-ban. ... Hogy neki magának van-e véleménye, az nem derül ki, mert itt félbeszakad a gondolatmenet, ez már nem tartozik ide ...

2. Az *ingadozók*. Ilyen idézetet még sokat találunk, de sok olyan szerzőt is, aki egyszerűen hallgat a kérdésről, még akkor is, ha tárgyánál fogva esetleg nyilatkoznia kellene.¹⁹ Ha erre mégis kényszerül, óvatos, kitérő válaszokat ad. Ilyen például Gassitzius Györgynek 1679-ben az üstökösökről szóló értekezése is.²⁰

Bevezetésében a felvetett probléma nehézségeiről ír, amelyekkel kapcsolatban nem is tarthat rá igényt, hogy csallhatatlan fizikai igazságokat hirdessen, célja csupán: matematikai hipotézist adni. Mert a sok régi hibás elmélet után végre Galilei, Kepler és Gassendi nyomán helyes álláspontra jutott. Ezek a tudósok olyan szerények, hogy „sok fizikai bizonyítással ajándékoztak meg bennünket,

de ezeket mégis csak mint matematikai hipotéziseket adják elő.”

Az olvasó előtt a felsorolt nevek érthetővé teszik a sűrű hivatkozást a „matematikai hipotézisre.” Az üstökösök problémája ugyanis nehezen választható el az egész Copernicus kérdéstől. Aristoteles szerint az üstökös nem lehet égitest, (mert az égbolt örök és változatlan) földi párákból, kigőzölgésekéből lett és pályája nem emelkedhet a Hold fölé. Az asztronómia akkori állása szerint is nyilvánvaló volt, hogy ez a hipotézis tarthatatlan, Cassitzius is csak megvetéssel nyilatkozik róla. Világosan látja azonban, hogy elfogadva azt a feltevést, hogy az üstökös igen távoli (paralaxis hiánya miatt), ellipszis pályán keringő csillag, különféle „ellentmondásokkal” találjuk magunkat szemben. Ezek: 1. a föld mozog, 2. tehát új vilárendszer kell felállítani, 3. a világ végtelen. Szerinte talán nem szükséges mindezt feltenni „bár a kiváló matematikusok nem is tartják ezeket a következtetéseket paradoxonnak.” Azután megpróbál — meglehetősen bizonytalanul — kibúvákat keresni a fenti következtetések alól, ez azonban már nem nagyon meggyőző.

Ugyanez a habozás, tévovázás tükröződik Pósaaházi János [21] állásfoglalásában, de talán ismét más árnyalatokkal. Schnitzler, Mazar és Cassitzius Wittenberg neveltjei, Pósaaházi azonban Hollandiában, Utrechtben és Leydenben tanult, abban az időben, amikor ott szinte kizárólag kartezianus fizikát tanítottak. Maga a kartezianus örvényelmélet is az ingadozó állásfoglalások közé sorozható, éppen azért, mert mintegy rejtve tartalmazza a föld mozgásának a lehetőségét. Egy-egy magyarországi kartezianus fizikusra éppen az a jellemző — mint azt még az alábbiakban látni fogjuk — megtalálja-e, meg akarja-e találni az összeegyeztetés lehetőségét Copernicusszal.

Pósaaházi véleménye azonban annyiban érdemel elkülönített tárgyalást a többi kartezianusétól, mert ő nem következetes kartezianus. Descartes fizikáját bírálja, mechanikáját nem fogadja el feltevél nélkül, mint a többiek, közelebb áll Galilei dinamikai szemléletéhez. Éppen az önálló véleményalkotás teszi számára — aki mint teológus igen buzgó, sőt vakbuzgó volt — különösen nehéz a Copernicus kérdést. Mindenesetre Pósaaházi a probléma megkerülését választja. Mikor például a bolygók mozgását ismerteti, megjegyzi, hogy a kopernikánusok a földet is a bolygók közé számítják, amely a holddal együtt napi mozgással forog, és évi mozgással megkerüli a napot. „Hogy ez a vélemény igaz-e, a bölcsek ítéletére bízom, előttem nem tűnik fel éppen lehetetlennek.” [22] Szembeszáll azzal a nézettel, hogy a forgó földről a házak és tornyok lerepülnek, de gyorsan, mintegy mentegetőzősképpen hozzáteszi: „Bár ez a hipotézis abszurdum, mégis vannak, akik ehhez ragaszkodnak.”

Pósaaházi egybeveti Ptolemaios, Descartes, Tycho és Copernicus elméletét, rávilágít mindegyiknek gyenge pontjára, végül azonban állást mégsem foglal. Csak annyit jegyez meg, hogy az elméletek mindegyike nagy nehézségekkel küzd, de a kopernikánusok könnyen tudnak szembeszállni minden ellenvetéssel. Az örvényelmélettel kapcsolatban pedig, amikor középpontból beszél, mindig hozzáteszi, hogy ez vagy a föld, vagy a nap. Mikor pedig az epikikloisok bonyolultságát tárgyalja, megjegyzi, hogy ha elfogadjuk a föld forgásának elméletét, feleslegessé válnak, és a bolygók mozgásának egyenetlen-

ségeit meg lehet magyarázni. E példák nyomán joggal hivatkozunk, hogy Pósaaházi magában azt kívánja, bárcsak nyíltan kopernikánus lehetne.

Pósaaházi — mint mondtuk — a magyarországi kartezianusok között egyedül áll. A gyakoribb a kartezianus elmélet szó szerinti átvétele, és a Copernicus kérdésének figyelmen kívül hagyása. Ezt mutatja például Köpeczi Jánosnak ugyancsak az üstökösökről szóló kartezianus disszertációja [24], vagy Enyedi Sámuel nagyenyedi tanár kartezianus fizika előadási²⁵ vagy Szilágyi Tönkö Márton debreceni tanár 1678-ban megjelent tankönyve²⁶, sőt a XVIII. század elejéről való két tankönyv, Szathmári Paksi Mihályé²⁷ és Tőke Istváné²⁸ sem éri el a Pósaaházi által képviselt kritikai színvonalat a Copernicus kérdésben, hanem megmarad a descartesi kép mellett, nem szentelve különösebb figyelmet a Föld rejtett mozgásának.

3. *A kopernikánusok.* Kivételes esetekben azonban a kartezianizmussal együtt járhat a határozott állásfoglalás is. Ilyen jelentős kivétel *Apáczai Csere János*, a Magyar Encyclopaedia szerzője. Apáczai ugyancsak Hollandiában tanult, ugyanabban a környezetben, mint Pósaaházi. Enciklopédiájának csak egy része a fizika, ebben Descartes-nak, illetve Descartes legtehetségesebb tanítványának, Regiusnak a követője. Az ifjú Apáczait célkitűzései nem vezethették önálló vagy legalábbis önállóságra törekvő fizika megalkotásához, mint Pósaaházit, mégis a vilárendszerkérdésében tud és mer önálló lenni. Az Enciklopédia VI. része szól „Az égi dolgokról”, amely természetesen az örvényelmélet ismertetése, de oly módon, hogy Apáczai határozottan a heliocentrikus nézetet fogadja el: „A mi egünk... köllő közepiben vagyon a Nap (Sol), ki az ő maga tengelye körül való iszonyú sebes forgásával a mi egünket minden benne levő állatokkal egyetemben épenséggel forgattya.” Apáczai tehát nemcsak az első magyarországi kartezianus, hanem az első kopernikánus is. Kartezianus utána sok akad még, de kopernikánus ezek között csupán egy van: *Köleséri Sámuel* (1663—1732) a híres kohász és orvos, a Royal Society első magyarországi tagja, aki kimondottan fizikai kérdésekkel csak ifjúkorában a leydeni egyetemen készített értekezéseiben foglalkozott [29]. Doktori értekezését a világrendszerekről írta Descartes szellemében. Neki azonban már nem is okoz problémát az örvényelméletnek Copernicus-szal és Galileival való összeegyeztetése: magától értetődőnek tartja, hogy a Föld éppúgy mozogjon a Nap körül, mint a többi bolygó.

Apáczai azonban mégsem a legelső kopernikánus, csupán az első, aki a *fizikában* határozottan ki meri ezt az álláspontot fejteni. A magyarországi természetfilozófiai és természettudományos irodalomban még találunk két jelentékeny tudóst, akik erősen megközelítik a helyes állásfoglalást, és mindketten jóval korábban Apáczainál. Az egyik *Jeszenszki János* (1566—1621), a magyar származású híres prágai orvos, a másik *Frölich Dávid* (1600—1648), késmárki „császári és királyi matematikus”, a magyarországi földrajztudomány egyik úttörője.

Érdekes az, hogy bár mindketten egy-egy igazán „reális”, de igen különböző területen dolgoznak — orvostudomány és földrajz, — és mint ilye-

nek tettek szert országos, sőt nemzetközi hírnévre mégis vannak olyan mozzanatok, amelyek a két tudóst összekapcsolják. Időben is bizonyos távolság választja el őket egymástól: Frölich akkor született, amikor Jeszenszki már elismert tudós volt, mégis a közös mozzanat, amely őket összekapcsolja egy — a korban eléggé elterjedt — misztikus filozófia, amelynek hívei ebben az időszakban még részben feltétlenül a haladást szolgálják.

Jeszenszki Wittenbergben tanult, sőt professzor is volt ott egy ideig, életének nagyobb részét azonban Prágában töltötte mint Rudolf császár háziorvosa, és a prágai Károly egyetem professzora. Itt ismerkedett meg és kötött barátságot a kor két legnagyobb csillagászati lángelméjével, Tycho Braheval és Keplerrel. Magyar és protestáns érzelmei azonban a magyarországi függetlenségi harcokkal kapcsolatban a cseh rendek szabadságharca mellé állították. Több ízben ezért őt küldték Magyarországra és Erdélybe diplomáciai tárgyalások folytatására, ezért börtönbe is került Bécsben, majd a szerencsétlen kimenetelű fehérhegyi csata után a legválogatottabb kínzások közepette végezték ki Prágában.

Jeszenszki nemzetközi hírnevét elsősorban orvosi munkái és gyakorlata alapozta meg³⁰, de tekintélyét, kora természettudományával való szoros kapcsolatát mutatja többek között az is, hogy Tycho Brahe temetésekor 1601-ben ő mondta a gyászbeszédet. Ez a beszéd megjelent nyomtatásban is „A híres és nemes férfiúnak, Tycho Brahenak életéről is haláláról” címen³¹, akit e században a csillagászok „fejedelmének” nevez. Ma már tudjuk, hogy e dicsőítő jelző nem a halotti beszédek szokásos szóvirága, hanem azóta sokszorosan elismert tény, és így nem csekély jelentősége van annak, hogy ezt a beszédet éppen a magyarországi Jessenius mondta el. Természetesen döntő tudományos megnyilatkozásokat e beszédnél nem várhatunk. Az ilyen jellegű írásművek felépítését, szerkesztését akkoriban szigorúan megszabták a retorika szabályai.

Jeszenszki elég részletesen, de költői szárnyalással mondja el Tycho életrajzát, majd áttér művei jelentőségének méltatására. Különösen „A világrendszernek ama új hipotézise”³² című munkáját méltatja, és ez a méltatás már elárul valamit Jeszenszki felfogásáról ebben a kérdésben: ebben — mondja — „az általunk lakott földet tette az egész mindenség középpontjává, de úgy, hogy minden (más) úgy mozog, ahogy Copernicus kívánta.” Nem olyan bonyolult, mint Ptolemaiosznál. Másik legfőbb érdeme Tychonak a csodálatosan precíz műszerek készítése és azokkal végzett rendkívül pontos megfigyelések.

Ez utóbbit már az a természettudós mondja, aki maga is kísérletekkel, megfigyelésekkel, tehát egyre gazdagodó, a gyakorlatban is kipróbált tapasztalati anyaggal igyekezett előre vinni a maga tudományát. Copernicushoz azonban elsősorban a természetfilozófia vezette el.

Több kisebb filozófiai értekezés mellett,³³ egy nagyobb filozófiai művet adott ki 1593-ban *Zoroaster* címen.³⁴ Míg kisebb munkái a protestáns skolasztika

tipikus képviselőjének mutatják, ebben a művében a neoplatonizmus, és egy misztikus panteizmus hívének ismerjük meg.

Jeszenszki világában anyag és szellem körvonalai egymásba mosódnak. A végtelen térben a háromdimenziójú testek „a fény által lesznek láthatókká, és a hő által léteznek és élnek: ebből adódik a testek három eleme” (levegő, víz és föld).³⁵ Mindezeket a „fluor” kapcsolja egységbe, olyan hierarchiát alkotva, amelynek legfelső fokán a szellem áll, utána a fény az éter, a hő, és a legalsó fokon a legdurvább anyag zárja a sort. A Fluor tehát valami világlelek féle, amelynek különböző megnyilvánulási formáival találkozhatunk a XVI—XVII. század természetfilozófusainál. Ez az idealizmus azonban már éppen az igazi természettudomány keresésének megnyilvánulása. Amíg nincsenek szilárdan megalapozott természeti törvények, addig a kutatók könnyen fordulnak szellemi jellegű magyarázó elvhez a világ megértéséhez.

Hogy Jeszenszki vallásos-idealista vilásképe mögött lényegében az orvos, a természettudós ösztönszerűen materialista elképzelései állanak, azt éppen a világ felépítésének kérdésében elfoglalt álláspontja mutatja: „Bár az érzékelés ez ellen nagyon hevesen tiltakozik, az ész igen helyesen arra törekszik, hogy inkább a Földet, semmint az eget és a legtávolabbi csillagokat tartsa körben mozgónak. De ezt támogatja sok tapasztalat is.” [36] Ezután rendkívül világiasan érvel a Föld tengely körüli forgása mellett és határozottan visszautasítja a szokásos „fizikai” és bibliai érveket.

Jeszenszki forrása *Franciscus Patritius* (1529—1597) természetfilozófiája volt, akit Kepler is nagyrabecsült. Így világossá válik a kapcsolat: maga Kepler is azt vélte, hogy a bolygómozgás fenntartója valamilyen szellemi elv és úgy nyilatkozott, hogy ha egyáltalában filozófálna, akkor: „Patritius gondolataihoz hasonlót találtam volna ki”. A fent vázolt idealista filozófia valóban Patritiustól származik, ugyanakkor azonban Patritius Copernicus híve is volt, valószínűleg éppen ezáltal nyerte meg Kepler rokonszenvét. Kizárva azonban az esztétikus, hogy Kepler éppen Jessenius Zoroasterén keresztül ismerté meg ezt a filozófiát. A köztük levő személyes barátság, sőt tudományos együttműködés [38], valamint az a tény; hogy Patritius könyve elég ritka volt, ezt valószínűvé tesz.

Ugyancsak reális területről, a földrajz felől jut el Copernicushoz a másik magyarországi kopernikánus, *Frölich Dávid* (1600—1646). Legjelentősebb alkotásai egy terjedelmes földrajzkiadvány [39], valamint egy kétkötetes utazási enciklopédia,⁴⁰ de hírnevét elsősorban évente magyar, latin és német nyelven kiadott kalendáriumai alapozták meg.

A kalendárium a XVI—XVII. században érdekes műfaj volt, tartalma állandóan bővült, módosult. Az egyszerű naptárhoz, amely eredetileg csak az ünnepnapokat közölte, egyre több csillagászati adat, majd időjósítás (meteorológia), asztrológiai jóslatok (Prognosticon, Ítéletek), sőt klasszikus és magyar krónika járult. Frölich Dávidnál azután a kalendárium, amely nála is tartalmazta mindezeket, elérte a „népszerű” ismeretterjesztés színvonalát, mert valóban a kor olvasni tudó emberének, akinek a kalendárium újszólván egyetlen olvasmánya volt, mindent megadott: földrajzot, történelmet, időjósítást, csillagászatot, fizikát, sőt szóba hozta a korszak legaktuálisabb természet-tudományos problémáját, a Copernicus kérdést is.

Frölich kalendáriumában a Föld mozgásának kérdése mintegy ötletszerűen bukkan fel először [41] egyéb változatos mondanivalói közepette: „Most egy érdekes kérdés következik: Vajon a

földgolyó velünk naponta megfordul-e, és ezzel szemben az ég mozdulatlan-e, és mindig nyugalomban van-e?” Mélyértelmű, nagyon meggondolandó kérdés ez, amely fölött sok tudós és nem tudós töri a fejét. Igennel válaszol, de hogy az egyoldalúak (Einseitigen) jobban megértsék, kissé közelebből meg fogja magyarázni, és megvizsgálja az ellenvetéseket amelyek a föld mozgását tagadják, és az ég mozgását állítják.

Ezek az ellenvetések szinte klasszikusoknak számítanak a fizika történetében. Copernicus felépése óta állandóan visszatérnek, az inkvizíció aktáiban épp úgy, mint a fizikatankönyvekben. Galilei óta pedig megtaláljuk — ritkán — a cáfolatukat. Frölich nem említi sehol, hogy ismerte Galilei munkáit, az inkvizíció tilalmát, Galilei perét és elítéltetését azonban feltétlenül ismernie kellett: Frölich Dávid világlátott ember volt, ifjúkorában beutazta egész Európát, egyes helyeken többször is megfordult; matematika és csillagászat professzora, Brandenburgban — mint mondja — szintén kopernikánus volt.

Frölich rendkívüli erkölcsi bátorságát és tudományos éleslátását azonban nemcsak az mutatja, hogy pl. ebben az 1640-es kalendáriumának a „pletykarovatában” felveti a föld mozgásának kérdését, mert bár a felvetés ötletszerűen hat, az antikopernikánusok ellenvetéseinek cáfolata egyáltalában nem az. Jól elgondoltak, szakszerűek a kor színvonalán belül, a bibliai ellenvetések cáfolata pedig igen felvilágosult elmére vall. Több kalendáriumát nem ismerjük ugyan, ahol erről a kérdésről szó lenne, de megjelent Frölichnek egy önálló műve 1632-ben, amelynek egyik része kizárólag a Föld napi forgásával foglalkozik.⁴² Frölich már itt leszögezi: „Az isteni gondviselés különös tanújele, hogy a világot, amelybe minden test beletartozik, mindig ugyanabban a helyzetben és mozgásban látjuk maradni, bár a Föld, lakóhelyünk gyors és egyenletes mozgással nyugatról keletre (a megreformált asztronómia szerint, amelyet én a gyakorlás kedvéért követek ebben az évben) a középpontja, fix tengelyei és pólusai körül... mint egy szeghez erősített pörgettyű megfordul. Ebből származik a nap és éjszaka, de magát a mozgást nem lehet észlelni, csak a földet körülvevő fényeket, ezeket viszont felkelni és lenyugodni látjuk.” Az idézetben jellemző, hogy Frölich is szükségesnek találja megjegyezni: az új tant csak „gyakorlás kedvéért” fogadja el, mint ahogy a német nyelvű kalendáriumban is azt írta, hogy „nur Lust halber” válaszol igennel arra a kérdésre, hogy mozog-e a Föld.

A továbbiakban azonban kiderül, hogy Frölich nagyon is komolyan veszi a kérdést, legalábbis a napi forgást. A Föld keringésének kérdését félig-meddig nyitva hagyja, bár egy helyen beszél a Nap útjáról, illetve pályájának excentricitásáról, és zárójelben hozzátesszi: vagy Copernicus szerint a Föld pályája...

Frölich a bibliai ellenvetéseket könnyen elintézi: a bibliát a szentlélek úgy diktálta, hogy szemléletes és közérthető legyen. Ha Józsuá való-

ában a földet állította meg, az épp olyan csoda volt, mintha a Napot állította volna meg. Általában: aki a bibliát betű szerint akarja magyarázni, súlyos matematikai és fizikai tévedésbe esik.

A szakmai ellenvetéseket, amelyeket ő „filozófiaiaknak” nevez, 14 pontban csoportosítja; lényegében csillagászati és fizikai kérdésekről van szó. Ezek közül egyik-másiknak a megválaszolása azért érdekes, mert egyrészt Frölichnek ugyanabban a műben kifejtett misztikus természetfilozófiájára utal, másrészt élesen bírálja bennük Aristotelest, sőt egészen modern gondolatokat is felvet. Az épületek azért nem repülnek le a Földről, mert a Föld *belső ereje* tartja őket, a Földnek ugyanis természete, sőt hivatása a mozgás. A peripatetikusok ellenvetését, hogy ehhez a földgolyó túl súlyos, avval cáfolja, hogy: „a súlyos test a maga helyén nem súlyos.” Egyébként a cáfolatok a korban szokásos menetet követik.

Talán még érdemes az utolsó ellenvetés cáfolatát megemlíteni: Nagy tudósoknak is az volt a véleménye, hogy a Föld áll, hiszen ezért nyilvánították a Föld forgásáról szóló tant 1616-ban eretneknek, hiszen Aristoteles is azt mondta, hogy a Föld súlyos, hideg, mozdulatlan test, pedig őt az akadémiákon ma is tanítják. Válasz: ezer évig nem volt igaza. Nem minden jó, ami régi. Az ördög is régi, mégsem jó. Copernicusnak és Keplernek kell tehát igazat adni. Hiába gúnyolódnak az antikopernikánusok a palackról szóló történetről, vagy Pannoniában az angol költő (?) versével, (amely magyarul kb. így hangzik):

„Állna a föld? — tagadod, csudadolgokat mondsz
minekünk te.
Tán ingó tutajon írtad a műveidet?”⁴³

Mindezt a gondolatmenetet azonban egy meglehetősen misztikus és zavaros természetfilozófiából kellett kivenni. A föld azért forog, hogy teljesítse hivatását. A földet ugyanis áthatja a legkisebb testből a legnagyobbig a világlélek (spiritus mundi), ez tartja fenn a „harmonia universalis”-t, a testek állandó mozgását. A csillagok mozgásához ugyanis nincs szükség külső erőre, belső elv ez, amely a természetben uralkodó harmóniából következik.

Talán nem szükséges ezt a filozófiát tovább részleteznünk. Csak még annyit jegyzünk meg, hogy Magyarországon a Frölich és Jeszenszki által elfogadott, árnyalataiban talán eltérő, de lényegében azonos jellegű vallásos-mágikus irányzatnak megvoltak a gyökerei, és megvoltak a követői is. Alstedt János, (1558—1638), aki Bethlen gyulafehérvári kollégiumának volt megszervezője, és kilenc éven át tanára⁴⁴, elsősorban a közös forrás, amelyből, részben Comeniuson⁴⁵ keresztül, nemcsak Frölich, hanem az eperjesi Bayer János (1630—1674) is, a korszak másik jelentős magyarországi természetfilozófusa⁴⁶ merített. Frölich közvetlen barátságban állt Alstedttel, Comenius fizikáját is nagyban befolyásolták a művei, Bayer János azonban egyben Francis Bacon magyarországi tanítványa is volt. Bacon egyébként erősen

hatott Comeniusra is, és így a még erősen a skolasztika felé hajló Alstedtétől Comenius és Bayer fizikai nézetei sokban különböznek. Mindannyiuknál közös azonban, hogy szükségét érzik a világ felépítéséhez és harmóniájához egy szellemi principiumnak, a mindent eltöltő és összekötő világleleknek, Jesseniusnál azonban ennek egy olaszországi árnyalata jelenik meg Patritius fluora formájában. Míg azonban Jeszenszkit és Frölichet ez nem akadályozza meg Copernicus helyes értékelésében, a Bacon hatása alatt álló Comenius és Bayer antikopernikánusok. Descartes követői jóval előbbre vannak filozófiailag, de maga a kartézianus fizika és kozmogónia csak az egészen független szellemek számára, mint Apáczai, Köleséri, Pósa-házi (aki egyébként egyedül hangoztatja, hogy a világ felépítéséhez csak anyagra van szükség) teszi lehetővé, hogy felülemelkedjenek a kartézianizmus önmagából adódó korlátain.

Összefoglalva, a kopernikánizmus magyarországi fejlődéstörténetének vizsgálata ugyanarra az eredményre vezet, mint az általános áttekintés: amíg nincs fizika, nem várható a kopernikánizmus általános elterjedése. Galilei és Newton nélkül Copernicus és Kepler csak tetszetős geometriai elméletet adnak. Akik mégis melléjük szegődnek, azok nemcsak szerencsés természettudományos intuitícióról, hanem igen nagy erkölcsi, sőt fizikai bátorságról tesznek tanúságot.

*

A XVIII. században azonban Magyarországon sem ér még véget távrolról sem a küzdelem. Az egyik vonallal, a teljesen elavult skolasztikus filozófia álláspontjával lassan ugyan egyre ritkábban találkozunk. Mégis a legelső magyar nyelvű filozófia könyv 1772-ben, *Sartori Bernát* ferenc-rendi szerzetes munkája fizikai részében pontosan úgy harcol Copernicus ellen, mint majdnem kétszáz évvel azelőtt Pázmány, és dicséri az inkvizíció éleslátását, mely e veszedelmes tan hirdetőjét, Galileit elítélte.⁴⁷ A XVIII. századi magyarországi kartézianusokat már említettük.

Kétségtelen azonban, hogy e században megjelenő fizikai művek túlnyomó része már magától értetődően tárgyalja a kopernikuszi világméretet, de a még mindig szinte kizárólag egyházi szerzők nem úgy oldják meg a kérdést, hogy a világrendszerek ismertetésénél harcosan kiállnak Copernicus mellé, hanem úgy, hogy a kérdést megkerülik. Még mindig a világ *matematikailag* lehetséges felépítéséről beszélnek, Copernicus és Galilei nevét Newton mellett lehetőleg elhallgatják.

Ezen a Galilei-féle tilalom felfüggesztése 1757-ben is csak annyit változtat, hogy a *newtoni* fizika eredményeiről most már teljesen gátlás nélkül írunk.

Így pl. az első magyar nyelvű *fizikában* 1777-ben Molnár János⁴⁸ a világrendszereket ismertetve még mindig nem foglal állást, csak sorra elmondja őket. A kérdésre azonban, hogy vajon Tycho rendszerével össze lehet-e egyeztetni a tapasztalatot, meg lehet-e ugyanazokat a dolgo-

kat magyarázni, mint amiket Copernicuséval, lakonikusan ennyit válaszol: „meg, de bajjal.” A magyar nyelvű fizikakönyvek közül Varga Márton könyve 1808-ban az első, amely már semmiféle problémát nem csinál a Copernicus kérdésből.⁴⁹

Valóban több mint 250 esztendőnek kellett tehát eltelténie Copernicus művének megjelenése óta, egy új gazdasági, társadalmi rendszernek kellett létrejönnie, új tudományoknak kellett kialakulnia, míg a fizikai ismeretek és az emberek tudata hozzáért a nagy lengyel gondolkodó lángeszű víziójához.

M. Zemplén Jolán

IRODALOM ÉS JEGYZETEK

¹ Petri Cardinalis Pázmány Archi-Episcopi Strigoniensis et Primatis Regni Hungariae Physica quam sodice propria auctoris manuscripto in Bibliotheca Universitatis Budapestiensis asservato. Sajtó alá rendezte Bognár István Bp. 1895. ... Tractatus in libros Aristotelis de Coelo, de Generatione et Corruptione in Libros meteorum ... Bp. 1907.

² *Szentpétery Imre*: A bölcészettudományi kar története 1635—1935. Bp. 1935. 78 l.

³ Így például *Didacus de Zunica* (v. Stunica) XVI. századbeli augustinus teológus, Copernicus rendszerének korai védelmezője. 1584-ben megjelent könyve 1616-ban, Copernicus-éval együtt került indexre. *Patritius* (v. Patrizzi), XVI. századbeli neoplatonista filozófus. *Fracastoro* (1483—1553) olasz orvos és fizikus stb.

⁴ *Cristophoros Clavius*, olasz jezsuita, Galilei egyik ellenfele; *Franciscus Suarez* (1548—1617) és *Benedictus Pereira* (1535—1610) spanyol jezsuiták és skolasztikus filozófusok.

⁵ Székelyi Miklós: *Exertitatio Philosophica* ... Lösy Imre, esztergomi érseknek ajánlja, elnöke Palkovich Márton, a logika tanára.

⁶ *Mocheai András* *Triplex Philosophia Rationalis, Naturalis et Metaphysica in Syntagmata Redacta* ... elnöke Wesselényi Miklós.

⁷ *Curiosiora et selectiora variarum scientiarum miscellanea in tres partes divisa. Decadis Pars I—III.* Nagyszombat 1689. További részek és kiadások ugyancsak Nagyszombatban 1691, 1697, 1702, 1709.

⁸ Szentiványi, i. m. Pars. I. 301—344 l. (az 1691-es nagyszombati kiadásból).

⁹ *Dissertatio Politico-Mathematica ex Architectura militari* ... Wittenberg 1659. *Disputatio Mathematica ex Architectura Civili* ... u. o. 1660 stb.

¹⁰ *Diss. Geographica de Zonis* ... Wittenberg 1659 *Disp. Physica de Terra* ... u. o. 1659.

¹¹ *Tractatio Astronomica de Globo Coelesti* ... u. o. 1661.

¹² *Tractatio Geographica de Globo Terrestri* ... u. o. 1661.

¹³ *Disp. Astronomica de Stellis Erraticis seu Planetis* ... u. o. 1659.

¹⁴ *Discussio Physica Astronomica de Stellis fixis novis* u. o. 1659.

¹⁵ *Disput. Astr. de Stellis Erraticis seu Cometis* ... u. o. 1660.

¹⁶ *De Terra*.

¹⁷ *Sebastiani György*: *Disputatio Geographica de Affectionibus Terrae*, Wittenberg 1652.

¹⁸ *Disputatio meteorologica de Terrae motu* ... Wittenberg 1674.

¹⁹ *Graff János György*: *Disp. Physica De Coelo* ... Wittenberg 1648;

Unger Mihály: *De Aequatore et Zodiaco* ... u. o. 1662;

Thann András: *De Eclipsi Luminarum Magnarum in Genere* ... Wittenberg 1660 stb.

²⁰ Execitatio Academica de Cometarum Natura et Loco... Wittenberg 1679.

²¹ Pósa János: Philosophia Naturalis. Sárospatak 1667. L. Zemplén Jolán: P. J., az első magyarországi Phil. Nat. szerzője. Fizikai Szemle 1959. 4. sz.

²² Phil. Nat. 179. l.

²³ u. o. 216. l.

²⁴ Disp. Philosophica de Cometis... Leyden 1666.

²⁵ Lejegyezte Pápai Páriz Ferenc 1665-ben. A kolozsvári egyetemi könyvtárban (száma 1511); felkutatta V. Marian prof.

²⁶ Martini Sylvani In Illustri Schola Debrecina Rectoris Philosophiaeque et L. Prof. Philosophia Ad usum Scholarum praesertim Debrecinae Applicata. Heidelberg 1678.

²⁷ Physica Contracta... Kolozsvár 1719.

²⁸ Institutiones Philosophiae Naturalis Dogmatico Experimentalis. Szeben 1736.

²⁹ Diss. Mathematica Physica de Lumine... Leyden 1681 és Disp. Philosophica inangularis de Systemate Mundi... Leyden 1681.

³⁰ Vö. pl. Magyar-Kossa Gyula: Magyar orvosi emlékek; Demkő Kálmán: A magyar orvosi rend története; Réti Endre: Nagy magyar orvosok.

³¹ De vita et morte Illustris et Generosi Viri Domini Tychonis Brahei, equitis Dani... stb. (itt különféle címek jönnék) Astronomorum hoc seculo Principis... Praga 1601.

³² Nova illa Mundani Systematis Hypothesis: 1587-ben Rothmann csillagászhoz intézett levelében ismerteti új rendszerét először, majd egy könyvben, amelyet 1588-ban kezdett írni, de csak 1610-ben jelent meg: De mundi aetheri recentioribus phaenomenibus secundus...

³³ De divina, humanaque Philosophia... Velence 1591. Theses Physicae... Marburg 1618. stb.

³⁴ Zoroaster, Nova brevis veraque de Universa Philosophia. Wittenberg 1593.

³⁵ Zoroaster 40 l.

³⁶ u. o. 20 l.

³⁷ Lasswitz: Geschichte der Atomistik. Hamburg és Leipzig 1898. I. 315 l.

³⁸ Kepler látás-elméletét Jeszenszki anatómiai vizsgálatai alapozták meg.

³⁹ Medulla Geographiae Practicae... Bártfa 1639.

⁴⁰ Bibliotheca seu Cynosura Peregrantium. Ulm 1628.

⁴¹ Schreibkalender 1640. Természetesen nincs kizárva, hogy már előbb és sokkal többször is foglalkozik ezzel a kérdéssel, de a Frölich neve alatt nyilvántartott mintegy 40—50 kalendárium közül Magyarországon csupán néhány van meg. Így magyar nyelvű csak egyetlenegy az 1642-es, a többiből is kevés. Nem lehetetlen, hogy volt olyan magyar nyelvű kalendárium, amelyben ez a kérdés szintén szóba került, és csak véletlen, hogy éppen ez a német nyelvű van meg.

⁴² Anatome Revolutionis Mundanae... ebben Telluris Quotidiana circumversione. Lőcse 1632.

⁴³ Az eredeti szöveg: Stare negas terram, nobis miracula narras, Haec cum scribebas, in rate forsitan eras. (A fordítás Hegedüs Géza munkája)

⁴⁴ Két legnagyobb munkája: Encyclopaedia septem Tomis distincta. Herborn 1630 és Physica Harmonica Quatuor Libellis Methodice proponens — Herborn 1628.

⁴⁵ Comenius: Physicae Ad Lumen Divinum Reformatae Synopsis. Lissa 1633.

⁴⁶ Ostium vel Atrium Naturae. Kassa 1662 és Fylum Labitinthi vel Cynosura seu Lux Mentium Universalis. Kassa 1663.

⁴⁷ Sartori Bernát: Magyar nyelven Philosophia. Eger 1772.

⁴⁸ Molnár János: A természetiokról Newton tanítványainak nyomán. Buda 1777.

⁴⁹ Varga Márton: A gyönyörű természet tudománya I. és II. Pest 1808.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Az első magyar nyelvű könyv az elektromosságról

1957. április elsején volt 150 esztendeje, hogy meghalt Révai Miklós költő és nyelvész. Szegény paraszti sorból származott és az érvényesülésének útja, kora szellemének megfelelően, csak a papi pályán keresztül nyílt meg. Nyugtalan természete és korlátozott lehetőségei miatt sokáig nem találta helyét: volt újságzerkesztő, házitánító, építész, gimnáziumi majd egyetemi tanár, miközben állandóan buzgolkodott a Magyar Tudós Társaság létrehozásán. Változatos életéből most nem az élelészű nyelvészt, a Halotti beszéd első kiadóját és magyarázóját, a történeti nyelvtudomány korát megelőző megalapítóját mutatjuk be, hanem a természettudóst. Abban az időben még általánosan működtek a polihisztorok és így nem csodálkozhatunk, ha lázas tevékenységben élő szellemét a fizika jelenségei is megragadták.

Építészeti munkássága nyomán adta ki 1780-ban „Városi építésnek eleji” c. könyvét. Ez alkalmasint egyik első építészeti és város rendezési szakkönyvünk. Mint újságíró 1784-ben a Magyar Hírmondóban, színes riportban számol be „Mongolfier uram légi szekeréről”. Ebben az időben egy vándor léghajós produkálta magát Bécsben, Pozsonyban és Győrött. Az erről írt beszámoló a magyar repülési irodalom egyik őse. — Foglalkozott matematikával is. A kor divatos problémájának nem tudván ellenállni, két munkát írt a kör harmadolás és négyszögesítésről.

1777-ben adta ki Révai tanítómestere: Molnár János az első magyar nyelvű fizika tankönyvet: „A természetiokról Nevvton tanítványainak nyomdoka szerént”. Mai szemmel nézve ez a munka a nívós népszerűsítő könyv és az elemi tankönyv között áll. A fizika tudományos műveléséről ebben az időben hazánkban magyarul még nem

lehetett beszélni. Az ehhez hasonló könyvek a tudomány népszerűsítése mellett főfeladatuknak a magyar nyelv művelését, fejlesztését és tudományos szaknyelv kialakítására való alkalmassá tételét tekintették. Molnár írja fizikája előszavában: „újdonság még ez a nyelvünkön, mert ki gyalulhatná a Magyar szókat egy végben illy Böltsenek (értsd Newton) felséges elme képeihez.” Révai meglepő örömmel üdvözölte Molnár első magyar fizikáját és a következő évben versben üdvözölte:

A Természetiokról is kezd szólalni Newton
Már magyarul. S te adod fejtegetéseid elő.
Ó mi nehéz munkát, mi szerencsés tollal, az otthon
Népket, mely könnyen, mely öröme mutat sz.
Elhitel nyilván, a drága tudakosi titkot
Hogy haza nyelvünkön megmagyarázni lehet.

Ebben az időben a fizika eredményeiből a közvéleményt elsősorban a kialakuló elektromosságtan eredményei ragadják meg. Legnagyobb érdeme ezen a téren Franklin-nak van, kinek villámhárítója az egész világon gyorsan elterjed. Az a lehetőség, hogy egyszerű, fizikai eszközökkel úrrá lehet lenni a természet egyik pusztító elemi csapásán, mindenütt óriási érdeklődést váltott ki. Magyarországon is röviddel Franklin felfedezése után állítanak fel villámhárítót. Orczy Lőrinc egyik versében ezt írja:

„Látok már hegyeken acélos nyársakat
Hogy mennykő ne érjen bádogos tornyokat...
... Elég, hogy Budán már mennykőtől nem félnek
Ha az ég háborog s zörög csak nevetnek
Hét acélos póznán fellegek repdesnek
Ég csattanásnak süveget nem vesznek.”

A budai villámhárítókat az egyetem szereltette fel, amikor 1777-ben a várbeli királyi palotába költözött.

A Magyar Hirmondó 1781-ben a következőket írja:

„A természetet vizsgáló Tudósok attól fogva, hogy a villámnak mivolta köztök esmértes kezdett lenni, oity eszköz felől gondolkoznak, melly által a villámot mas reie lehetne hártani. Éjszaki Amerika szulte s nevelte azt az örök emlékezetű embert akinek ezt a dicsó találmányt köszönjük. Franklin a neve; ki-is most hazája szabadságának elérésére az Amerikai gyűlésnek kepeben, követséget visel a Francia Királyi Udvarnál. Ezen villámelhárító eszközt Magyarul villámhárítónak nevezheti, akinek tetszik. Most szétiben kezdik majd tsak minden országokban a félthető épületeket azzal a villámnak beütésektől mentekké tenni.”

A villámhárító és a korai elektromosság iránti általános érdeklődés arra vitte rá Makó Pál (1723–1793) Béla-Szent-Margittai apátot, a nagyszombati, majd budai Egyetem matematika professzorát, hogy összefoglaló munkát írjon az elektromosságról és a villámhárítóról.

Makó Pál a XVIII. század legképzettebb magyarországi fizikusa és matematikusa volt. Elsőnek írt tankönyvet a felsőbb analízisből, fizika tankönyvei pedig mintegy félszázadon keresztül szolgáltak mintául a későbbi magyarországi tankönyvszerzőknek. Igen sok kisebb dolgozata is megjelent a matematika és fizika legkülönbözőbb területeiről, természetesen — a kor szokásainak megfelelően — latin nyelven. Az elektromosságról szóló munkája is latin nyelven készült először, de tanítványa Retzer József azonnal lefordította németre. Bécsben jelent meg 1772-ben és így egy évvel megelőzte a latin kiadást. 1775-ben újra kiadták németül ami hallatlan sikernek számít abban az időben. Révait nagyon felbuzdította a siker. Tűrhetetlennek érezte, hogy egy magyar szerző ily nagysikerű munkája csak külföldön legyen ismeretes, és hazájában ne olvashassák a haza nyelvén. „Elnézheti e egy hazafi, hogy a’ melly szerentsés elmeszüleményét hazánk’ fiának a’ külső nemzetek-is felkapták, és hamar anyanyelvekre fordították, azt a mieink alég esmérvén, nyelvekre is fordítani késedelmesek.” írja a fordítás előszavában.

A fordítás főleg nemzeti becsületből készült, célja az volt, hogy bebizonyítsa, hogy magyarul is lehet tudományos könyvet írni, nem szükséges a tudományban sem a külföldet túlbecsülni. Hogy a latin munkából német fordítás előbb készült, mint magyar „... ez engem a múlt esztendőben, megvallom igazán, igen nyughatalanná tett. Kötelességemnek éreztem, a’ mennyire tölem is kitelhetik, a köz jót előbb mozdítani, először inkább még hasznos fordításokkal, többire Tudákosi és Természettudásbeli dolgokból: mivel még nem bátorkodtam magamból valami nagyobb munkát kiadni. Ösztönzött erre MOLNÁRNak-is Magyarul megszólalt Fisikája. Elszégyeltem magamat, hogy sokaknak vélekedések után elindulván, annyit tulajdonítottam a’ külföldnek, mintha alég találatnék hazánkban valami nemesebb ész, kit amazokkal egybe vehetnének. Így ártott nekünk előbb a’ kegyetlenkedő időnek mostohasága, azután a’ rabság alá szokott könnyű hiteladás, és az igen megelőzött bálvélekedések, a’ mellyeknek gyökereik egy némelly nyakas buta elmékben még most is mélyen vagnak.”

Ilyen indokokkal készült el 1780-ban a fordítás, mely a következő évben napvilágot is látott a következő címmel: (1. ábra).

Fizikai tartalmát tekintve tulajdonképpen a XVIII. században végzett légköri villamossággal kapcsolatos kísérletek gyűjteménye. Feladata hármas: igazolni, hogy a villám és laboratóriumi készülékek által létrehozott elektromos kisülések azonosak, igazolni, hogy a villámhárító használata célszerű, és útmutatást adni a villámhárítók helyes felszerelésére vonatkozólag. Mai szemmel nézve, mindegyik célkitűzés triviális, de ne feledjük, hogy abban az időben az elektromosság még gyermekeipőben topogott, és az első elektromos jelenségekre vonatkozó kísérletek inkább játékoknak hatottak, semmint egy későbbi nagy tudományág megalapozásának. Nem volt kézenfekvő, hogy a kezdetleges elektromos kísérletek, és a lenyűgöző égi háborúk közt kapcsolat van. A villám-

A'
MENNYKÖNEK
MIVOLTÁRÓL,
'S
ELTÁVOZTATÁSÁRÓL
VALÓ
BÖLTSELKEDÉS,
MELLYET
DEÁK NYELVEN ÍRT,
ÉS MOST
FELES M Á S O L Á S O K K A L ,
ÉS T O L D A L É K O K K A L
MEGJOEÍTOTT
MAKÓ PÁL,
MAGYARÁZTA PEDIG
RÉVAI MIKLÓS.



POSONYBAN és KASSÁN,
LANDERER MIHÁLY
költségével és betáival.

A 7 8 1.

1. ábra

hárító eszméjének pedig rengeteg ellenzője akadt, akik azt vitatták, hogy örültség kihívni a sorsot azzal, hogy egyenesen a házainkra szerelt póznákra csalogatjuk a villámot.

Ehhez járultak még vallásos aggodalmak, melyek szerint Isten ellen való dolog, Isten haragja, a mennykő ellen, minden védekezési kísérlet. A tekintélyes Nollet apát így ír:

„azok a vas póznák, mellyeket mi mennykőnek eltávoztatására felszuratunk, inkább arra való, hogy a mennykővet reánk hozzák, sem tőlünk eltávoztassák. Én tehát abba a vélekedésbe maradok, hogy az embereknek meg nem engedtetett a mennykővet a felhőkből lecsalogatni”.

„Ugy tetszik — írja Makó — Nollet a megrögzött balvélekedésektől egészen elfogódván soha sem tekéntett a mennykőnek történetibe. A háboru, éhínség, döghalál, a vízáradások, mellyekkel Isten sokszor megfeddi az emberi nemzetnek gonoszságait, hasonlóul veszedelmek nekünk, mi azonban nemde alkalmas módokról szorgalmaskodunk azokat tőlünk eltávoztatni.”

Makó könyve tudományos módszerességgel sorra veszi a villámhárító ellenzőinek érveit, és sorra megcáfolja azokat. A bizonyítás többnyire a csúshatás alapján történik. A természetben is vannak villámhárítók. Magas

„tsak ugyan még-is megmenthetjük por-
„tzellánunkat az eséstől, és egészen
„megtarthatjuk (a) „. A' ki ezt a dol-
got melyebben akarja felfezgetni, lássa
DESZAGÜLIERT (b), FRANKLINT (c),
KANTONT (d), LOMONOSZOV (e), VIL-
KÉT (f), és végre HERBERTET (g).

XXXI. §.

Már megállattatván a' levegőben lévő
gyántázatot, épen nem nehéz a' menny-
követ megfejteni. Mikor a' földnek kü-
lömbféle részeiből, a' melyeknek gyán-
tázatok is különböző, felkapaszkodnak
a' víz párázatok, és meggyűlekeznek, bi-
zonyos, hogy a' párázatokörnyékben szük-
séggépen felhők támadnak, melyek rész-
szerént fogyott gyántásuak, rész szerint

F 2

fe-

(a) Lett. 4.

(b) Differt. sur la cause de l' Elest. des Vapeurs.

(c) New Exper. an. Observ. P. III.

(d) Trans. Phil. ann. 1753.

(e) De Meteor. in Elest. orris.

(f) Schwed. Abhandl. T. XXI.

(g) Theor. Electr. pag. 222.

2. ábra

fákba, hegyesűcsókba, tornyokba szívesebben csap be a villám. Sik alföldeken vagy tengereken ritka a villámcsapás. Zivatar idején felbocsátott sárkányok madzagjából szikrákat lehet kiváltani, tehát valóban leszívja a „párázat-környéki gyántázatot” amint Révai az atmoszférikus elektricitást magyarrá átválteti.

A tudomány fejlődése véget vet a babonás elképzeléseknek is.

„A természetnek leghbizonyosabb törvényei megrontják azoknak esztelen vélekedéseiket, kik azt hiszik, hogy az égi háborúkat boszorkányok támasztják. Ez a képtelen vélekedés akkor érkezett-bé leginkább, mikor még az emberek közt igen uralkodott a természetiokról való buta tudatlanság. De minek utánna a' természetet jobban kezdték megésmerni, a boszorkányoknak hatalmuk annyira megfogyatkozott, hogy most már egy sem találkozik.”

Nagy ártalmára volt a villámhárító elterjedésének Richmann szentpétervári fizikus szomorú halála. Richmann, akinek neve a hőtanban az általa felállított kalóriaméter képlet nyomán ismeretes — a híres orosz költő és természetvizsgáló Lomonoszov társaságában Franklin légköri elektromossággal foglalkozó kísérleteit ismételte meg. Franklin nyomán általánossá vált, hogy az addigi alacsony intenzitást szolgáltatató dörzselektromos gépek gyenge árama helyett, a sokkal nagyobb intenzitást biztosító légköri elektromossággal kísérletezzenek. Richmann pétérvári háza tetejére vaspóznát erősített, és

ennek alsó végét vasdróttal kötötte össze melyet szobájába vezetett be.

„1753 Szent Jakab havának 26. napján fergeteg támadott éjszakeről és ő valahogy vigyázatlanul közelebb járt a vas vesszőből lefüggő fonalakhoz és a vas vesszőből egy tüzes golyóbis ütötte meg éppen homlokán és ezt a nevezetes férfiat földhöz verte holtan.”

Ezen hír hatására sokan hajlottak arra a véleményre, hogy a villámhárító ártalmas, amennyiben a házhoz vonzza a villámot. Ezért több neves fizikus levétette a már felállított villámhárítót, a Brit Királyi Társaság pedig bizottságot küldött ki a kérdés eldöntésére, vajon hasznos-e vagy káros a villámhárítók felszerelése.

Makó helyesen állapítja meg, hogy Richmann bal esetéből nem lehet a villámhárítók ellen itélni, mert Richmann vigyázatlanul túl közel járt a villámhárító drótházhoz, és a veszélyt még azzal is fokozta, hogy nem gondoskodott megfelelő földelésről, sőt a vezeték végét szurokkal szigetelte. Makó jól ismerte kora tudományos irodalmát, Lomonoszov nevét és munkásságát több helyen is említi.

Érdekessége a könyvnek, hogy számos híres villámcsapás esetet sorol fel.

„Az Upszalai Királyi Várba beütött 1760 esztendőben, mely rézzel volt fedve. Volt ott egy bétsukatott szobában egy Klavikordion, melynek külső színén semmi jele nem láttatott a mennykönek; de felnyitván tapasztalták, hogy 15 acél hurok mintegy félbe szakadtak és végeikbe megolvadtak. Minden tele volt fokhagyma szaggal. — Gottlandban 1752 esztendőben Szent Mihály havának 19-napján beütött a mennykő a templomba, mikor a pap a népnek éppen prédikált és öt majd tsak halva tsapta a földhez. Kénköves szaggal úgy megtelt a templom, hogy a halgatók majd megfullottak. Magam is emlékszem egy igen nehéz szagról, mikor 1745 esztendőben Nagy Szombatban 300 lépésnyire tőlem láttam a mennykövet leesni. — Budán 1778 esztendőben Szent Jakab havának 30 napján a Kármelitáknak bádoggal befedezett tornyokba beütött a mennykő, mely hól a bádóg megszűnt, behatolt a templomba megölvén a torony ablakában egy szerzetest.”

Igen érdekesek azon esetek, melyekben a villám mágneses hatásokat okozott.

Több esetet sorol fel, amikor villámjárta fémtestek mágnessé lettek.

„Bekkáriának vagynak egy vas cirkalom két törött darabjai, melyekkel a mennykő nem tsak az észjaki sark után való arányzást, hanem azt az erőt is közölte, hogy a port is felesen felragadják magokhoz. Bétsben a külvároson ugyan azt az erőt közölte a mennykő egy ablak vassal. Ugyanazt tselekedte az a mennykő is, mely 1770 esztendőben a mi házunkba is beütött. Vissza jött Amerikából egy Angliai hajó, melynek mágnes tőit egy beütött mennykő mind úgy fordította meg, hogy azzal a véggel mellyel az előtt éjszakra néztek, mind délre állottak.”

Érdekes esetet említ 1689-ből, amikor a templom oltára beütött villám sértetlenül hagyta az oltára helyezett szentírás idézetet. Ezt akkoriban csodának tekintették, mondván, hogy a villám nem bátorzkodott kárt okozni az Isten ígéjében. Makó megmagyarázza, hogy az íráshoz használt festék miniumot tartalmazott, mely mint vezető átengedte a „gyántázatot”.

Kora balhiedelmeiből átvette a hangoknak, nevezetesen ágyúlövéseknek és a harangozásnak a felhőkre való hatását. De a közhiedelemmel ellentétben azt véli, hogy a harangzúgás nem eloszlatja, hanem ellenkezőleg összehúzza a fellegeket, és ezáltal a villámütés veszélyét fokozza. Több példát sorol fel, melyben a villám épp a harangozó tornyokba csapott be, és a harangozókat megölte.

Végül a villámhárítók hasznára és felállításuk módzataira tanítja meg olvasóit.

„A párázatokörnyékben fennálló hegyes testek a gyantás folyadékot lassanként a fellegekből lehúzzák s oly nagy erővel meg nem gyűlhet és oly iszonyu ütések nem okozhat mint akkor történik, mikor nintsenek tsatornái, melyeket ezek után elfolytató eszközöknek fognak nevezni.”

„Aki a mennykő elfolytatókat a fedelekre kezdte felállítani, első volt Franklin Benjamin Filadelfiában, Penszilvániának városában és azóta itt a mennykőnek kártékony munkáiról semmit sem hallatnak, holott azelőtt az épületek igen sokszor meg szoktak rontattani. A' Budai Mindenesség Palotájára feltettét az 1777 esztendőben...”

A villámhárítóról levezető drótokról ezt írja:

„Ha a drótok igen vékonyak könnyen megeshetnek, hogy a gyanús folyadéknak ereje által vagy megolvadnak, vagy félbe törnek.”

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Az elektromos töltés megmaradása. Ha nem is kételedik a tudomány sok olyan bevált tételben, amelyet modern szemmel nézve felületesnek tűnő tapasztalatok alapján fogadtak el, jó tudni — már csak a fizikatanítás szempontjából is —, hogy *ma* milyen jellegűek, és milyen pontosak a tételt bizonyító kísérletek. A paritásproblémák alakulása pedig azt is megmutatta, hogy a kételkedő spekuláció, feltéve hogy valódi tapasztalati indítékkal párosul, gyümölcsözővé válhat. Ettől indítva M. Goldhaber G. Feinberggel együtt megvizsgálta a fizika néhány alapvető tételének bizonyító anyagát. (Goldhaber volt egyébként az, aki néhány éve kísérletileg legpontosabban igazolta, hogy β -bomlások elektronok keletkeznek. Ha a β -részecskék legcsekélyebb mértékben eltérnének az atomburok elektronjaitól, a Pauli-elv szempontjából már elvileg különböző részecskének számítanának. Ekkor a β -részecskék szilárd anyagba jutva Coulomb-erő hatására az atomok legbelső K -pályájára ugrónának be, megfelelő Röntgen-sugárzást emittálva. Ez azonban nem volt megfigyelhető, a β -részecskék nem juthattak belső atompályára az ott levő elektronok miatt, ami elektronnal való azonosságukat bizonyítja.) — Az elektromos töltés megmaradása mikrofizikai szinten azáltal vizsgálható meg, hogy az egyébként megengedett átalakulás nem következik be, ha a töltésmegmaradással ellentétben áll. Legpontosabban ezt az elektron stabilitása bizonyítja az $e^- \rightarrow \nu + \gamma$ vagy $e^- \rightarrow \bar{\nu} + \nu + \nu$ szétsugárzással szemben. (Elektron a legkisebb tömegű töltött rész, ezért a megmaradási tétel miatt abszolút stabilnak kell lennie.) A legutóbb Brookhavenben megmérték az elektron átlagos élettartamát. Ha egy atomi elektron elbomlana, a K -héjban lyuk támadna, ahova kívülről más elektron ugrana be, Röntgen-fotont sugározva ki. NaJ szcintillációs számlálóval keresték a jó karakterisztikus K -színeképvonalát. Így $\tau_e > 10^{17}$ év becslést kaptak tetszőleges elbomlással szemben. Az $e \rightarrow \nu + \gamma$ elbomlás még pontosabban kizárható a keletkező γ -foton könnyű észlelhetősége miatt: $\tau_e(\gamma) > 10^{19}$ év. Megbecsülte Goldhaber azt is, mit mond ez a mérési eredmény az esetleges töltésmegmaradást sértő kölcsönhatás erősségére. A magerő erősségét jellemző dimenziótlan paraméter értéke 16, az elektromágneses kölcsönhatásoké a finomszerkezet-állandó, $1/137$. A β -kölcsönhatást (a leggyengébb észlelt mikrofizikai kölcsönhatást) a 10^{-23} állandóval jellemezhetjük. A töltésmegmaradást sértő kölcsönhatás intenzitása viszont nem lehet erősebb $2 \cdot 10^{-47}$ -nél $e \rightarrow \nu \gamma$, 10^{-42} -nél $e \rightarrow \nu \nu \bar{\nu}$ esetben. Praktikusán, de valószínűleg pontosan is zérus az ilyen folyamat intenzitása. Ha a töltés csak „modulo n ” maradna meg, azaz ha egyszerre csak n számú elektron bomolhatna el, azt is könnyen elárulná a többelektronos atomokban fellépő Röntgen-sugárzás. — A **bariontöltés megmaradása** az atommagot alkotó nukleonok számának változatlanságát, a mag + burok \rightarrow szétsugárzás be nem következését, végső soron az atomok létét szavatolja. Reines, Cowan és Goldhaber 1954-ben és 1957-ben C^{13} szcintillációs számlálóban keresték a szabad proton esetleges bomlástermékeit. Így szabad protonra $\tau_p > 10^{21}$ év, később kötöttre $\tau_p > 4 \cdot 10^{23}$ év felezési idő adódott. Flerov a Th^{232} -mag spontán hasadásának hiányából (amelyet a protonbomlások felszabaduló energia lehetővé tehetne) $\tau_p > 2 \cdot 10^{23}$ év becslést

Ez a mondat tulajdonképpen annak megsejtése, hogy a vezetők ellenállása fordítva arányos keresztmetszetükkel.

Érdekes megfigyelni, hogy a fizikai jelenségekről már akkor milyen pontos képe volt a természet megfigyelőknek, a fizika törvény kifejezése mégis majd harminc évig váratott magára.

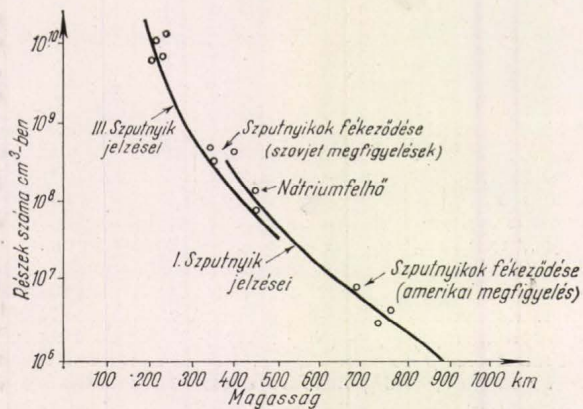
Ilyen és számos egyéb villámhárító szerelési gyakorlati tanáccsal fejeződik be a könyv, mely megérdemli, hogy egy pillanatra kiemeljük a feledésből.

Szimán Oszkár

kapott. Ezek az adatok arra vallanak, hogy az esetleg létező, bariontöltés-megmaradással ellenkező kölcsönhatás intenzitásparamétere $< 10^{-53}$, valószínűleg zérus. A proton a legkönnyebb barion, ezért a megmaradási tétel folytán abszolút stabilnak kell lennie. A magban a nukleonsajátfüggvények erősen átfedik egymást, ezért akkor is észlelni kellene az átalakulást, ha a bariontöltés csak „modulo n ” maradna meg. — A **fermiontöltés megmaradása** vagy más néven leptontöltés megmaradása a harmadik szigorúan érvényesnek ismert megmaradási tétel. Ennek legbiztosabb (és egyetlen nagypontosságú) bizonyítéka a $(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2e^-$ jellegű neutrínó nélküli kettős β -bomlás hiánya. Ca^{48} -nál pl. az élettartam $> 7 \cdot 10^{18}$ év, pedig hasonló energiaszabadulással az egyszerű β -bomlás felezési ideje 1 sec lenne. Ez a fermiontöltést kettővel csökkentő esetleges kölcsönhatás erősségét 10^{-40} alá szorítja. — Az **elemi részek elektromos töltésének számszerű egyenlősége** az elemi részek világának egyik érdekes tapasztalati sajátossága. A pozitron, pozitív mezon, proton, ill. elektron, negatív mezon, antiproton töltései abszolút értékeinek egyezését a töltésmegmaradással szokták magyarázni. Hiszen a $p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + n^0 + \pi^0$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu^0$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu^0 + \bar{\nu}^0$ folyamatokban a töltésmegmaradás csak úgy látszik teljesülni, ha a különböző részek töltésének számértékei megegyeznek (az ún. elemi töltéssel, $e_0 = 4,8024 \cdot 10^{-10}$ franklinnal). Ez valóban így volna, ha csak az elektromos töltésreállna fenn szigorú megmaradási tétel. De pl. a bariontöltés megmaradása miatt a barionok és nembarionok elektromos töltésének, a fermionmegmaradás miatt feles, és egész spinű részek elektromos töltésének összehasonlítása minden további mérés nélkül nem lehetséges. Jelölje a + és – elektromos töltésű részek számának különbségét Q , a baryonok és antibaryonok számának különbségét B , a fermionok és antifermionok számának különbségét F . A felsorolt tapasztalatok szerint Q, B, F külön-külön szigorú mozgásállandók. Ekkor nem csak $q = e_0 Q$ adhatja a Maxwell-egyenlet szerint megmaradó elektromos töltés számértékét, hanem minden $q = e_0 (Q + aB + bF)$ kombináció is, tetszőleges tört a és b értékekkel. Hogy az elektromos tér forrását jelentő q képletében a és b valóban zérus, az már nem triviális állítás, amit külön térrősség-kiméréssel igazolni kell. A töltött részek számának (Q) megmaradásán felül ki kell mérni legalább három különböző töltött elemi rész elektromos töltését. Ha még azt is igazoltuk közvetlen méréssel, hogy pl. $q(e^-) = -q(p^+)$ és $q(n^0) = 0$, akkor már a többi elemi rész elektromos töltésének egyezése következik a Q -megmaradásból és a megfigyelt reakcióból. Sapiro és Estulin abból, hogy homogén elektromos tér nem hatott eltérítőleg neutronnyalábra, a $|q(n^0)| \leq 6 \cdot 10^{-12} |q(e^-)|$ eredményre jutott (1957). Hughes hasonló kísérletet végzett a CsJ molekulával (1957), ebből $|q(CsJ)| < 4 \cdot 10^{-13} |q(e)|$. Ezt az előző eredménnyel kombinálva $|q(p) + q(e)| < 9 \cdot 10^{-12} |q(e)|$ adódik. Tehát legalább tízezer jegy (valószínűleg azonban teljes) pontossággal az összes töltött elemi rész elektromos töltésének abszolút értéke megegyezik. Ez azonban a fent mondottak szerint valamilyen új, a töltésmegmaradáson túlmenő fizikai tartalmat is rejt. (Proc. Nat. Acad. Sci. USA.)

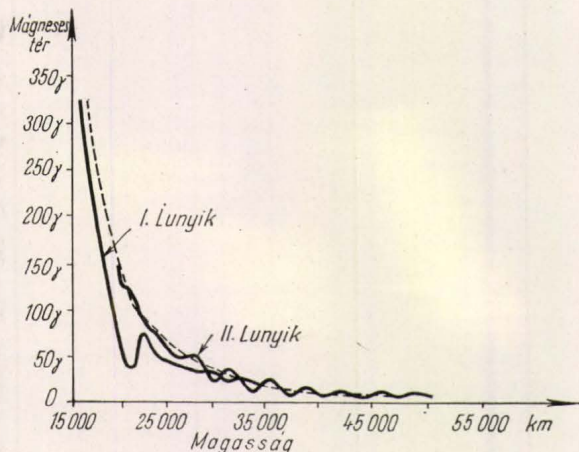
M. Gy.

Az asztronautikai kísérletek újabb eredményei. Lapunk múlt évi 10. és ez évi 1. száma már beszámolt a mester-séges holdakkal és kozmikus rakétákkal végzett kísérletek néhány fontos eredményéről. V. I. Krassovszki, a moszkvai Légkörfizikai Intézet Felsőlégtérkutató Osztályának vezetője az Acta Astronauticában megjelent cikkében újabb adatokat hozott nyilvánosságra a szovjet megfigyelésekről. Ezek közül ragadunk ki kettőt. — I. ábránk összesített eredményt közöl a légkörsűrűségvál-



I. ábra

tozásról. A baloldali vonal a III. Sziputnyik manométeres méréssorozatát, a jobboldali vonal az I. Sziputnyik alacsonyabb magasságban végzett méréssorozatát közli, amelyeket rádiójelzés továbbított a földre. Ezen kívül egyes pontok tüntetik fel a sziputnyikok fékeződése alapján számított sűrűség értékeket, szovjet és amerikai megfigyelési anyag alapján. A holdrakétakísérletekben a rakéta felúton nátriumfelhőt dobott ki, ami a hely-meghatározást, és így a további pályaszámítást tette lehetővé. Ennek előkészítésére kisebb rakétával 430 km magasan hoztak létre kísérleti nátriumfelhőt, amelynek a szétterülési sebessége is felvilágosítást adott a légkör ottani sűrűségére vonatkozólag. A III. Sziputnyik spektrométere meghatározta különböző magasságokban a légkör kémiai összetételét. 250 km alatt még találhatók nitrogén- és oxigénmolekulák, és különösen sok nitrogén-oxid-ion képződése figyelhető meg. 250 km felett azonban már molekulák nem fordulnak elő, az atomos oxigén dominál. Nitrogénatomok, nitrogénionok ennek csak néhány százalékát teszik ki. — Az I. és II. Lunyik magne-



II. ábra

tométere a Föld mágneses terét mérte ki nagy magasságokban, egészen 60 000 km-ig (II. ábra). A szaggatott vonal a Föld központi dipólusterének számított menetet tünteti fel, a szokásos okupólus-ter korrekcióval együtt. Figyelemre méltóak az ettől való eltérések. A mért fluktuációk biztonságos mérések hibán kívül esnek. Ebből az következik, hogy a földmágneses tér nagy magasságban 10—100 gamma nagyságu (valószínűleg rövidperiódusú) változásokat mutat. Ez valószínűleg az ilyen magasságban megfigyelhető 10 keV körüli energiájú elektronok és a mágneses tér kölcsönhatásának következménye: az energia ide-oda vándorol az elektronok kinetikus energia-formája, és a mágneses térenergia-forma között. A II. Lunyik mérései szerint a Hold közelében a mágneses tér értéke nem haladja meg az 50—100 gammat. Ez azt jelenti, hogy a Hold anyaganak átlagos mágneses polarizáltsága nem éri el a földének 5%-át. A mágneses tér intenzitása a Hold közelében nem mutatja az $1/r^3$ változást, tehát a megfigyelt gyenge térerősség valószínűleg nincs a Holdhoz kötve. Viszont a néhány foidsugártávolságban megfigyelt fluktuációk e tájon is észlelhetők. Kezenfekvőnek látszik az a feltevés, hogy az interplanetaris gázba (plazmába) befagyott mágneses tér észleléséről van szó. Ilyen mágneses tereket a csillagászok már régebben feltételeztek. A megfigyelés összhangban van azzal, hogy a Pioneer-rakéták 30 gamma nagyságrendű interplanetaris mágneses tér intenzitásokat jeleztek.

M. Gy.

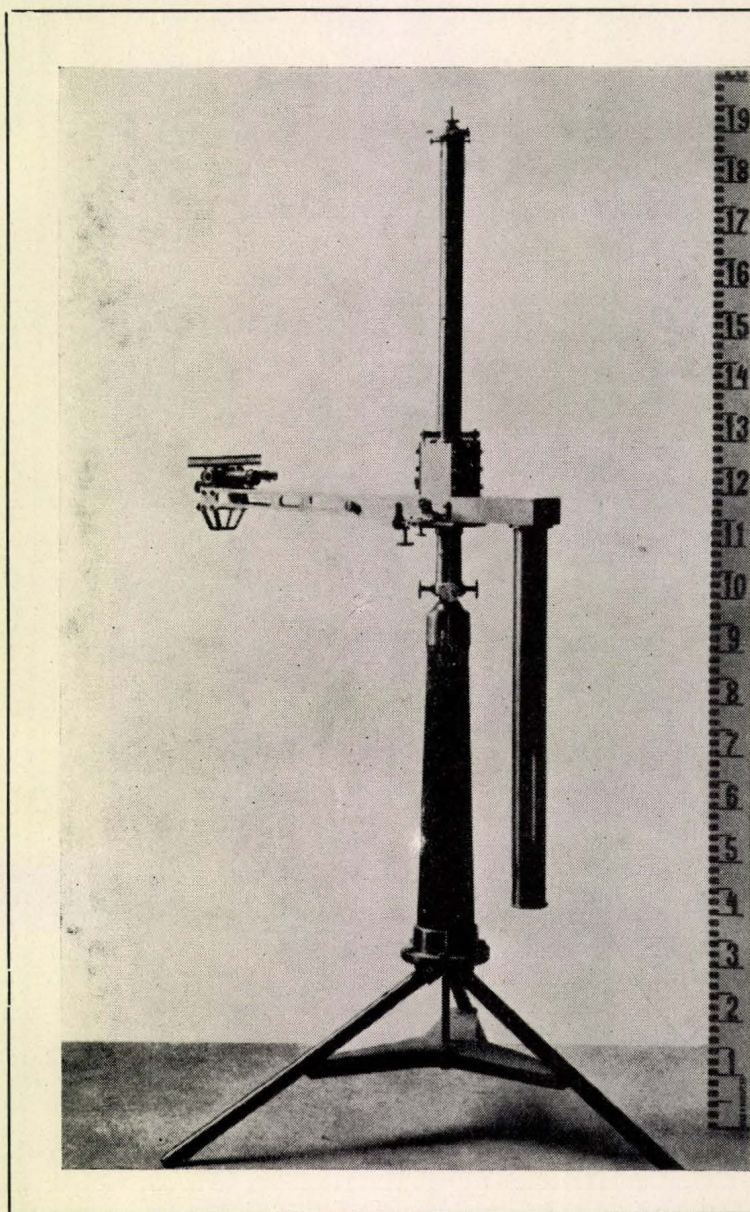
Gravitációs hullámok. Mindaddig megfigyeléseink a gravitációs tér sztatikus állapotaira korlátozódnak. A Newton-féle gravitációs elmélet nem ad számot a nemstatikus jelenségekről. Az általános relativitás-elmélet egyenletei tartalmazzák ezeket, de az elmélet idevágó ellenőrzése még nem történt meg. Régióta vitatott kérdés, hogy léteznek-e energiatovábbító gravitációs hullámok, amelyeket gyorsuló tömegek sugároznak ki. (Elképzelhető, hogy a Föld keringése folyton gravitációs energiát sugároz ki és így energiát veszít.) Az általános relativitáselmélet egyenletei ezt valószínűvé teszik, gyenge terekre vonatkozó közelítő számítással ilyeneket le is írhat. Kvantumelméletileg is tárgyalták őket, így jutottak el a hipotetikus gravitációs kvantumhoz, a gravitonhoz, amelyet zérus nyugalmi tömeg és kettes spin jellemez. Természetesen a gravitációs állandó kicsiny volta miatt a gravitációs fékezési sugárzás keltési hatáskeresztmetszete igen kicsiny. Ezen számítások ellenére le kell szögezni, hogy nem ismerik a gravitációs egyenletek olyan egzakt megoldását, amely reális gravitációs hullámokat írna le, ezért az általános relativitás-elmélet több kutatója kétségesnek mondja ilyenek létét. — Most érkezett először hír arról, hogy megkísérik a gravitációs hullámok kísérleti regisztrálását. A marylandi egyetemen két éven belül felépítik a következő detektort: Egy bizonyos tömeget vesznek szemügyre, amely esetleg beérkező kozmikus gravitációs hullámok (periódikus gravitációs tér) hatására nagyfrekvenciás rezgésbe jöhet. A mechanikai rezgést piezoelektromos kristályok és alacsony zajszintű erősítők révén elektromos rezgéssé alakítják át. Weber professzor 10^5 hertz beeső frekvenciánál 10^{-6} erg cm⁻² sec⁻¹ beérkező intenzitást kimutathatónak tart, a szükséges technikai követelmények sem érik el a rádiótávcsöveknél szokásokat. Természetesen igen kérdéses, hogy valamilyen gravitációs antenna éppen ilyen magas frekvencián számottevő intenzitással sugároz Földünkre, hiszen inkább egymás körül keringő kettőscsillagok sugárzására vagy hasonlóra gondolnánk. Nem szabad figyelmen kívül hagyni azt a lehetőséget, hogy a változó gravitációs tér törvényei a feltételezettektől egészen eltérő sajátosságokat mutathatnak.

M. Gy.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



9.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V., József nádor tér 1) és bármely postahivatalnál. Csekkszám: egyéni 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás az MNB 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Novobátsky Károly: Tehetetlenség és gravitáció

Berkes István és Keszthelyi Lajos: Atommag-nívók élettartamának mérése

Károlyházi Frigyes: A téridő szerkezete

S. Smith: Strontium 90

Gyulai Zoltán: Reális kristályok szerkezete

Horváth János: I. Kooperatív jelenségek

K Ö N Y V S Z E M L E

СОДЕРЖАНИЕ

К. Новобатски: Инерция и гравитация

И. Беркеш-Л. Кестхейи: Измерение длительности возбужденных состояний атомных ядер

Ф. Каройхази: Структура пространственно-временного континуума

Ш. Смит: Стронций 90

З. Дьюлаи: Реальные кристаллы

Я. Хорват: I. Кооперативные явления

ОБЗОР КНИГ

INHALT

K. Novobátsky: Inertie und Gravitation

I. Berkes-L. Keszthelyi: Die Messung der Lebensdauer angeregter Zustände von Atomkernen

F. Károlyházi: Die Struktur des Raum-Zeit-Kontinuums

S. Smith: Strontium 90

Z. Gyulai: Die Struktur der Realkristalle

J. Horvát: I. Kooperativerscheinungen

BUCHBESPRECHUNG

Ötöképünk: Eötvös Loránd torziós ingája 1898-ból

A kiadásért felel az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1960. VI. 6. Példányszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60/51507 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

9. szám

1960 szeptember

Tehetatlenség és gravitáció

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem fennállásának 325. évfordulója alkalmából tartott előadás

Igen tisztelt közönség! Egyetemünk fennállásának 325. évfordulója alkalmából tisztelettel és szeretettel fordulunk Egyetemünk új névadója, Eötvös Loránd felé. Minden egyéni méltatásnál többet mond a tény, hogy népi demokráciánk az ő nevét találta legméltóbbnak megújított szocialista egyetemünk elnevezésére. Műveinek részletes ismertetése külön tanulmányt igényelne, az én szerepem pedig a mai alkalommal csak arra szorítkozik, hogy a volt tanítvány hálaérzetével tudományos egyéniségének néhány jellemző vonását kiragadjam, különösen pedig arról számoljak be, micsoda befolyást gyakoroltak alkotásai a fizika fejlődésére. Ezekről az alkotásokról hallgatói az ő szájából soha nem tudtak meg semmit, az előéveseknek szánt kísérleti bevezető előadáson kívül speciális előadások tartására nem vállalkozott. Valószínű, hogy valamilyen belső szerénység akadályozta meg abban, hogy kutatásainak eredményeiről ő maga beszéljen. Pedig ebben rejlik professzori működésének egyetlen negatívuma. Iskolát nem alapított. A magyar kísérleti fizika az ő működésének korában egyet jelentett Eötvös Loránd nevével. Utódai nem lehettek külső emberek, csak az ő közvetlen környezetében kiformálódott munkatársak. Hallgatói csak másodkézből vehették át tudományos eredményeit.

Első alkotása az ő nevét viseli, Eötvös-törvény néven ismeretes még ma is. A kapillaritás jelensége, úgy látszik, valamilyen különös vonzó erőt gyakorolt rá. Ez egyike azoknak a ritka jelenségeknek, melyek a régi klasszikus fizikában atomi erők létezésére utalnak. Gondoljuk meg, hogy a klasszikus fizika kontinuumként tárgyalta az anyagot, az atomizmus Mach, Kirchhoff és Ostwald hatására a tudománytalanság bélyegét viselte magán. Eötvös rendkívüli tisztelője volt professzorainak, hiszen hallgató korában maga írta, milyen boldog, hogy egy levegőt szíhat velük. Kétségtelen azonban, hogy nem esett áldozatul pozitívista világnézetüknek. Hitt az atomok létezésében és előadásában szívesen adta elő a kapillaritás atomisztikus elméletét. A kapillaritás régi szerelme volt, már Neumann laboratóriumában mutatta be a kapilláris állandó mérésének általa kieszelt új módját. Törvényének levezetésénél azonban mégsem merült bele az atomerők mélyebb vizsgálatába,

hiszen ez a terület akkoriban még teljesen felderítetlen volt és elszigetelt kutatása aligha kecsegtetett volna eredménnyel. Inkább gázelméleti analógiákhoz folyamodott és ez az út tényleg sikerre is vezetett. A törvény elméleti levezetése több neves kutatót foglalkoztatott. Így pl. Van der Waalst, sőt átmenetileg Einsteint is. A helyes elméleti alapot Born és Courant találta meg. Eötvös törvénye, mely a felületi feszültségnek hőmérséklet-függését állapítja meg, tekintélyes alkotás, de annyira szűk területre vonatkozik, annyira részlettörvény, hogy a tudomány átfogóbb haladására befolyást nem gyakorolhatott.

Mindmáig lélektani rejtély, mi indította Eötvöst arra, hogy élesen elforduljon a hőtani jelenségektől és a gravitáció területére lépjen. Új elmélet alkotására aligha gondolt, hiszen szilárdan meg volt győződve a newtoni teória helyességéről. Tudományos természetével is ellenkezett volna ily nagyszabású cél kitűzése, hiszen ízig-vérig analitikus volt. Az akkori német egyetemek szellemét szívta magába és híve maradt egész életén át. Érdemes felemlíteni, hogy Maxwell szintetikus felépített elektromágneses elméletével nem rokonszenvezett és annak hazai terjesztését legkedvesebb tanítványára, Zemplén Győzőre bízta. Talán nem tévedek, ha felteszem, hogy azért fordult a gravitáció felé, mert elhivatottságot érzett a kísérleti virtuozitás iránt. A geoid finom helyi változásának kikísérletezése, a nehézségerő függőleges és vízszintes gradiensének pontos megállapítása rendkívül érzékeny műszer megtervezését követelte. Eötvös a jól ismert Coulomb-féle torziós mérleghez folyamodott, de érzékenységét oly hihetetlen mértékben felfokozta, hogy szinte csodával határos pontosságot ért el méréseiben. Közismert dolog, hogy gravitációs mérlegének köszönhette Eötvös a világhírnevét. A gravitációs inga a maga sokrétű alkalmazásaiban messze túllépte a laboratórium határát. A földkéreg helyi geológiai viszonyainak felderítésére kitűnő szolgálatot tett. Magyarországon másfélezer állomáson folytak ilyen kísérleti mérések. Igazi diadalát akkor aratta a mérleg, mikor kitűnt, hogy mind a kőolaj, mind a földgáz lelőhelyei meghatározhatók segítségével. A szabadban való használatra és a könnyű szállítás céljára a mérleget célirányosan át kellett alakítani.

Kétségtelen, hogy a tudományos geológiai kutatásokban a mérleg igen fontos szerepet játszott. Tiszta fizikai problémák eldöntésére Eötvös eleinte annak a kimutatására szorítkozott, hogy a Föld tiszta gravitációs ereje szigorúan arányos a testek tömegeivel, de teljesen független azok anyagi minőségétől. A pontosság, amellyel Eötvös ezt az arányosságot megállapította, igen tekintélyes volt. A kérdés tudományos fontosságát néhány szóval jellemezhetjük. Valamely test tömegéről kétféle értelemben lehet beszélni, mert kétféle megnyilatkozási formája van. Jól ismeretes, hogy egy kiválasztott test vonzóerőt fejt ki minden más testre és hogy ez az erő szigorúan arányos a kiválasztott test tömegével, amelyet mérleggel mérünk. Ezt a tömeget nevezzük a test gravitációs tömegének. Ha viszont a testet egy ráható erő gyorsuló mozgásra kényszeríti, a test tehetetlenségénél fogva bizonyos ellenállást fejt ki a gyorsítással szemben. Az ellenállás Newton dinamikája szerint ugyan csak arányos a test egy másik fajta tömegével, amelyet a test tehetetlen tömegének nevezünk. Felmerül a súlyos kérdés, vajon egy test gravitációs és tehetetlen tömege egy és ugyanakkora-e. Egyáltalán nem triviális kérdésről van szó, hiszen a két tömeg az anyag két merőben különböző tulajdonságát jellemzi. A kérdés fontossága kiviláglik abból, hogy a göttingai egyetem 1906-ban pályázatot írt ki az eldöntésére. Eötvös két munkatársával hozzáfogott a rendkívül szubtilis mérések elvégzéséhez és a pontosságot oly rendkívüli módon felfokozta, hogy végső eredményként kijelenthette, valamely test tehetetlen tömege értékének legfeljebb egy kétszázmilliomod részével különbözhet a gravitációs tömegétől. Mivel mérési hibák teljesen elkerülhetetlenek, ilyen alacsony hibahatár mellett bátran kimondhatjuk, hogy Eötvösnek sikerült a testek gravitációs és tehetetlen tömegeinek egyenlőségét bebizonyítani. Nézetem szerint ez volt Eötvösnek legnagyobb alkotása és egyszersmind a magyar fizika legkiválóbb teljesítménye. Ellentétben az Eötvös törvénnyel nem önmagában álló, elszigetelt alkotás, hanem a fizika tudományának további kialakulására döntő fontosságú megállapítás.

Az általános relativitás elméletének egyik tartóoszlopa lett, amely nélkül ez a korszakalkotó elmélet fel nem épülhetett volna. Azt hiszem, egyetemünk névadójának tudományos nagyságát jobban ki nem domboríthatom, mintha a továbbiakban röviden beszámolok Eötvös tételének inspiráló és alapvető szerepéről.

Ismeretes, hogy valamely test mozgásáról csak is egy vonatkoztató rendszerrel kapcsolatban lehet beszélni. Egy autó mozgását pl. csakis az utca házaira vonatkoztatva ítéltethetjük meg. A bolygók mozgását viszont az állósillagokra vonatkoztatjuk. Ezeket a vonatkoztató rendszereket koordináta-rendszereknek szokás nevezni. Két lényegesen különböző csoportra lehet őket felosztani. Vannak olyanok, melyekben érvényes a tehetetlenség elve, ezeket inerciarendszereknek nevezük és vannak gyorsuló koordináta-rendszerek,

melyekben a tehetetlenség nem érvényes. Ilyen pl. a gyorsuló vasúti kocsi vagy a forgó körhinta. Ha ilyennek padlójára leteszünk egy nyugvó golyót, az nem marad nyugalomban, hanem szinte magától elkezd mozogni. Már most Newton a mozgások tanát, a dinamikát, igen egyszerű formába tudta önteni inerciarendszerekre vonatkozólag. Ott a test mozgását kizárólag a külső valóságos erő idézi elő. Pl. a kocsi mozgását tisztán csak a húzó lö ereje. Egészen másként áll a dolog a gyorsuló rendszerekben. Ott a valóságos külső erőkhöz hozzájárulnak bizonyos titokzatosoknak látszó más erők is, amelyeknek forrását nem látjuk. Pl. a körhintán a rajta levő testeket megfogja a centrifugális erő, a gyorsuló vasúti kocsiban egy másik erő, mely a testeket a mozgásiránnyal szemben visszarántja. Mindnyájan jól ismerjük ezt az erőt, a gyorsan meginduló villamosban hátra buktat bennünket. Ezeket az erőket inerciaerőknek nevezük. Jellegzetes tulajdonságuk, hogy arányosak a test tehetetlen tömegével.

Mármost Einstein mélysegesen meg volt győződve arról, hogy a testek mozgástörvényeit nemcsak inerciarendszerekre lehet megfogalmazni, hanem gyorsuló rendszerekre is. Hiszen képtelenségnek tetszik, hogy egy gyorsuló koordináta-rendszer lakója ne fogalmazhassa meg a mozgásban megnyilvánuló törvényszerűségeket. A gondolat keresztülvitele azonban szinte kilátástalannak tetszik. Hiszen akkor a külső mozgató erőhöz még hozzá kellene számítani az inerciaerőket, ezek pedig annyifélek, ahányféle gyorsuló mozgást a koordináta-rendszer végezhet. Einstein volt az első, akiben felébredt az a mély gondolat, nem lehetne-e az inerciaerők sokaságát gravitációs erővel azonosítani, és ilyenformán a mozgásegyenleteket arra az egy esetre általánosítani, mikor a külső erőn kívül csak gravitáció hat még a mozgó testre. De mivel az inerciaerők a tehetetlen tömeggel, a gravitációs erő a gravitációs tömeggel arányos, az elgondolás lehetősége azon múlt, egyenlő-e egymással ez a két tömeg. Itt mutatta meg jövőbeható teljesítőképességét Eötvös méréseinek eredménye: a két tömeg tényleg azonos, Einstein elgondolásainak semmi sem áll útjában. Eötvös neve szorosan összeforrott az általános relativitás elméletével és minden tankönyv vagy monográfia, mely ezt az elméletet tárgyalja, el nem mulasztja, hogy az inercia és gravitáció ekvivalenciájának tételével kapcsolatban Eötvös csodálatosan pontos méréseit felemlítse.

Már-már úgy látszott, hogy Eötvös tételének további beleszólása a haladó tudomány problémáiba aligha lesz. Mégis a közelmúltban, sőt még a jelenben is döntőbíróként léphetett fel egy rendkívül érdekes és fontos kozmogóniai kérdésben. Ismeretes, hogy az anyag szerkezetének kutatása napfényre hozta először is azokat a stabilis elemi részecskéket, amelyekből a világegyetemnek általunk ismert anyaga felépül. Ezek az elektron, proton és neutron. Az utolsó kettő az atommag építőköve. A mag körül keringő elektronok határozzák meg egyebek között az atom és a molekula kémiai

viselkedését. A további kutatások azonban csakhamar további elemi részecskékké gazdagították tudásunkat. Ma már kereken harminc elemi részecskét ismerünk. Különös sajátságuk, hogy nem stabilisok, hanem a másodperc rendkívül rövid része alatt szétbomlanak. De nem talán törtrészekre, hanem más ismert elemi részecskékre. Az első meglepetés a harmincas évek elején érte a tudományt. A ködkamrában felfedezték az elektron ikertestvérét, a pozitront. Az elmélet követelte a létezését és érthető elégtétellel fogadta megjelenését. Minden jellemző mennyisége pontosan megegyezett az elektronnal, csakis az elektromos töltése ellenkező előjelű, vagyis pozitív. A pozitront az elektron antirészecskéjének nevezzük. A további részecskék felfedezéseit hosszabb-rövidebb időközben nyomon követték a megfelelő antirészecskék felfedezései is. Még csak néhány kieséssel kell ma számot vetnünk. Érdekes, hogy az antirészecskékből ugyanolyan világ épülhet fel, mint az eredetiekből. Az antriproton és a körülötte keringő pozitron a jól ismert hidrogénatom mását szolgáltatná. Spektruma, ionizációs potenciálja és egyéb tulajdonsága pontosan megegyeznek a közönséges hidrogénatoméval. Röviden azt mondhatjuk, hogy a fizika mai törvényei szerint bátran létezhetne a mi világunkhoz hasonló antivilág is. Ennek a kettősségnek azonban nyomát sem találjuk. A mi földünkön az antirészecskék néhány példányát csak a legnagyobb gyorsító berendezésekkel állíthatjuk elő mesterségesen. Érdekes tudományos kérdés ennél fogva, mivel magyarázható a természet előszeretete a közönséges részecskék iránt. Egyik hozzátvőleges elgondolás régebben az volt, hogy talán a világegyetemnek tőlünk távol eső részeiben egészen mások a téridő topológiai viszonyai, talán ott foglal helyet a mi világunk ellenképe, az antivilág. Evvel a hipotézissel nem lehetett sokat kezdeni. Ma is jó féltucat feltevés van forgalomban. Ezek közül kiragadunk egyet, mert szoros összefüggésben van Eötvös híres méréseivel. A hipotézis Bondi angol fizikustól származik. Néhány év előtt publikálta elgondolásait. A részek és antirészek ellentétes gravitációs hatásában véli megtalálni a magyarázatot. Szerinte a közönséges részek között gravitációs vonzás lép fel, egészen hasonlóan két antirészecske között. De már egy közönséges és egy antirészecske között gravitációs taszítás uralkodik. Világos, hogy az antigravitációnak ez a hipotézise a legkönnyebben magyarázná meg a közönséges és antivilág térbeli elkülönülését. Csakhogy, amint Hermann Weyl, a fizikus-matematikussal kissé fájdalmasan megjegyzi, az ilyen elgondolásokra a valóság nagyon is könnyen mond nemet és igen nehezen igent. Az első nehézség, hogy van két elemi részecske, a foton és a semleges pimezon, melyek árván tengetik létüket, antipartner nélkül. Másodszor nem állhatna fenn az antirészecskék esetében a tehetetlen és gravitációs tömeg azonossága. Hiszen tehetetlen tömegük feltétlenül pozitív. Gyorsulásuk mindig a rájuk ható erő irányába esik és nem talán ellenkező irányba. Viszont gravitációs tömegüket negatívnak kellene tekin-

teni, ellentétben a közönséges részecskék pozitív tömegével. Tehát éles ellentmondás merülne fel a relativitás elméletével és Eötvös rendkívül pontos tapasztalati tételével, mely a kétféle tömeg egyenlőségét mondja ki. Ilyen esetekben természetesen a kísérleté a döntő szó. Meg kellene határozni, hogy a Föld gravitációs terében az antirészecske lefelé vagy fölfelé esik-e. Egyszerűen hangzó, de roppantul komplikált próbáról van szó. Hiszen az antirészecske a gyorsítóban keletkezik, amelyen hihetetlen sebességgel száguld végig. Ilyenkor pedig a részecskenyalábnak lefelé vagy fölfelé történő elhajlása csak igen hosszú utak befutása után válik mérhetővé. Ez tehát ma még járhatatlan út. Szerencsére létezik egy elméleti következtetés, amelynek alapján újabb kísérlet nélkül ejthető meg a döntés. Erre Schiff amerikai fizikus hívta fel a figyelmet. Nagyon hízelgő a magyar fizikára, hogy Schiff elgondolása egyenesen Eötvös méréseire támaszkodik. Ismeretes, hogy a vákuumban elektromos polarizáció áll fenn. Ennek hatására az atom bensejében levő elektromos terek virtuális elektron-pozitron párokat létesítenek töltött részecskék körül. Könnyű most már a számvetés. Mind az elektronok, mind a pozitronok egyformán növelik a töltött test tehetetlen tömegét, a gravitációs tömegét viszont csak az elektronok mint közönséges részecskék növelnék, a pozitronok, mint antirészecskék, kisebbítenék. Nem állhatna fenn a töltött test tehetetlen és gravitációs tömegének egyenlősége. Eötvös mérése egy kétszázmilliomod részig, vagyis nyolc decimális erejéig pontos. Amint Schiff számításai mutatják, a pozitronok ellentett viselkedése csak a hetedik decimálisban idézne elő változást. Kételyek merülhetnek fel ennél fogva, vajon az a kritikus hetedik tizedes olyan biztosan helytálló-e Eötvös méréseiben. Nem követeli-e a tudományos lekiismeretesség a mérések megismétlését. A pontosság növelése jogosult követelmény, de mégsem aktuális. 1935-ben ugyanis Eötvös egyik kiváló munkatársa, a Kossuth-díjas dr. Renner János, megismételte a gravitációs méréseket és pontosságukat egy nagyságrenddel felemelte. Nem egy kétszázmilliomod, hanem egy ezermilliomod pontossággal igazolta a tehetetlen és gravitációs tömeg azonosságát. A hetedik tizedes helyessége iránt azóta semmi kétség sem merülhet fel. Ebből kitűnik, hogy antigravitáció nincs, a közönséges és antirészecskék taszítása nem bizonyult szerencsés elgondolásnak.

Bennünket azonban a mai alkalommal nem annyira az antigravitáció problémája érdekel, mint inkább az a tény, hogy egyetemünk névadójának műve távolról sem veszítette el időszerűségét, hatékonyan beleszól a legmodernebb tudományos kérdésekbe és minden valószínűség szerint még nagy szerepet fog játszani a gravitációs hüllámok vizsgálatában.

Mint minden nagy tudós, Eötvös nemcsak a maga kora, hanem a távoli jövő számára is alkotott.

Novobátzky Károly
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

Atommagnívók élettartamának mérése

Bevezetés

Az atomok gerjesztett állapotukból alapállapotba elektromágneses sugárzás kibocsátása (látható fény, röntgen-sugárzás) vagy sugárzás nélküli átmenetek (ütközések, Auger-effektus stb.) útján térhetnek vissza. Mindezeknek az átmeneteknek megvan az átlagos élettartamuk, időtartamuk, (τ) amely a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés szerint a gerjesztett nívók energia elmosódottságával, a Γ nívószélességgel a

$$\Gamma \cdot \tau = \frac{\hbar}{2\pi} \quad (1)$$

kapcsolatban állnak. A τ átlagos élettartam definíció szerint az az idő, amely alatt a felgerjesztett atomok száma az eredeti szám e -ed részére csökken. A bomlástörvény $N = N_0 e^{-\lambda t}$; a bomlási állandó $\lambda = 1/\tau$.

A kísérletek szerint az optikai átmenetek időtartama, nagyságrendben 10^{-8} sec, ennek az (1) összefüggés szerint $\Gamma \sim 6 \cdot 10^{-8}$ eV félértékszélesség felel meg. A röntgen-nívók élettartama $10^{-15} - 10^{-16}$ sec-ig is lecsökkenhet ($\Gamma \sim 1$ eV).

Az atomi átmenetek kiválasztási szabálya szerint az impulzusnyomaték változás (ΔI) a megengedett átmeneteknél egy impulzusnyomatékegység. A $\Delta I = 2$ változás tiltott, azonban 7–8 nagyságrenddel kisebb valószínűséggel ezek is létrejöhetnek. A tiltott átmenetek élettartama tehát $10^{-1} - 1$ sec.

A hosszú élettartam alatt földi körülmények között nagy valószínűséggel bekövetkezik valamilyen zavaró effektus (pl. ütközés) és a gerjesztett nívó sugárzás nélküli átmenettel megy át az alapállapotba. Ezért a tiltott átmenetek megfigyelése földi kísérletekben körülményes. $\Delta I = 1$ esetben bekövetkező megengedett átmenetek esetén dipól, $\Delta I = 2$ esetén kvadrupól-sugárzástól beszélünk.

Atommagok gerjesztett állapotai gamma-sugárzás kibocsátásával és részecskeemisszióval szűnhetnek meg. A továbbiakban csak a gamma-sugárzás kibocsátásával járó átmenetekről lesz szó (ide soroljuk a gamma-sugarak belső konverziójával történő bomlásokat is). Belső konverzió esetén az atommag a gerjesztési energiát közvetlenül egy héjelektronnak adja át gamma-sugárzás keletkezése nélkül. A belső konverziós koefficiens adott nívó esetén a kilépő elektronok és gamma-kvantumok számának a hányadosa. A gamma-sugár átmenetek élettartama atommagok esetében függ a gamma-sugárzás E_γ energiájától, az atommag A tömegszámától, és a ΔI impulzusnyomatékváltozástól. Itt is fellépnek dipól, kvadrupól, sőt oktu-pól ($\Delta I = 3$) és általában 2^n -pól ($\Delta I = n$) sugárzások. A magasabb „multipolaritású” sugárzások fellépése atommagnál sokkal gyakoribb, mint az atomburokban, mert a bomlás valószínű-

sége $\Delta I = n$ esetén csak 3–4 nagyságrenddel nagyobb, mint $\Delta I = n + 1$ esetén ($n = 1, 2, 3, \dots$). A gamma-átmenetek élettartama atommagok esetében $10^{-18} - 10^{-19}$ sec-tól nagyságrendben több évig változhat, mintegy 25–26 nagyságrendet fog át. Az élettartamok mérése tehát olyan módszereket kíván, amelyek ebben a széles tartományban eredményeket adnak.

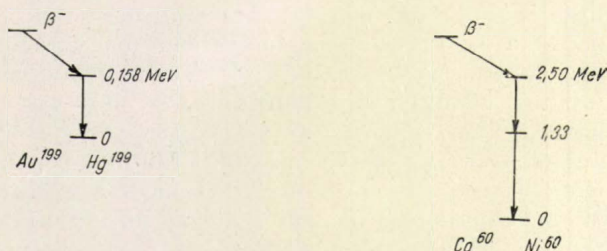
A 25–26 nagyságrend tartományt több lépésben lehet csak átfogni. $10^{-4} - 10^{-5}$ sec-nél nagyobb élettartam esetén a bomlás időbeli lefolyását vizsgáljuk (ehhez néhány sec-nél kisebb idők esetén természetesen bizonyos ügyeskedésekre van szükség), $10^{-5} - 10^{-11}$ sec esetén a késleltetett koincidenca technika ad eredményeket (I. az I/1 részt). $10^{-10} - 10^{-12}$ sec között egyes esetekben ad hoc módszerek adnak eredményeket (I/2. rész). $\tau < 10^{-10}$ sec élettartamok mérésénél azonban általában nem közvetlenül élettartamot mérünk, hanem a nívó Γ félértékszélességét, amelyből az (1) összefüggés alapján kapjuk magát az élettartamot (II. rész).

Az élettartam mérések főeredménye az, hogy segítségükkel a sugárzás multipolaritását határozhatjuk meg (hiszen ΔI -től erősen függ az élettartam). A multipolaritás ismeretében pedig az atommagok gerjesztett állapotainak spinjére következtethetünk. A nívószélesség-mérések egyik nagyon szép magfizikán kívüli eredménye a gravitációs vörös eltolódás kimutatása, amely az általános relativitáselmélet kísérleti bizonyítéka (II/2 rész).

I. Élettartam meghatározása időméréssel

1. Időmérés késleltetett koincidenenciával

A gamma-sugárzással — vagy ami ezzel egyértelmű, a belső konverzióval — járó átmenetek rendszerint valamilyen összetettebb bomlás későbbi tagjaként jönnek létre. Így pl. az Au^{199} atommag béta-bomlásakor keletkező Hg^{199} mag gerjesztett állapotban marad s gerjesztési energiájától 158 keV-os energiájú gamma-sugár kibocsátásával szabadul meg (1. ábra). A Co^{60} béta-bomlása után



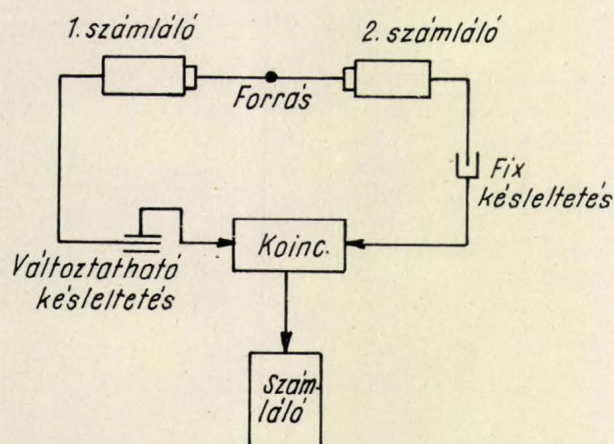
1. ábra. Au^{199} és Co^{60} bomlási sémái.

a Ni^{60} magnak 2.5 MeV gerjesztési energiája marad; ezt úgy veszíti el, hogy előbb egy 1.17 , majd egy 1.33 MeV energiájú gamma-sugarat emittál. A gamma-kvantumot kibocsátó nívó gerjesztődése

és a gamma-kvantum emissziója közt eltelt idő közvetlen időméréssel meghatározható. Előző példánkban a Hg^{199} 158 keV-os nívójának élettartamát a béta-részecske emissziójához kell viszonyítani. A Ni^{60} 2,5 MeV-os nívóját a béta-részhez, az 1,33 MeV-os nívó élettartamát pedig az 1,17 MeV-os gamma-sugár emittálásától kell számítani. A Hg^{199} 158 keV-os nívójához visszatérve, minthogy a bomlás exponenciális törvény szerint játszódik le, annak a valószínűsége, hogy a magot a nívó gerjesztése után t idővel gerjesztett állapotban találjuk,

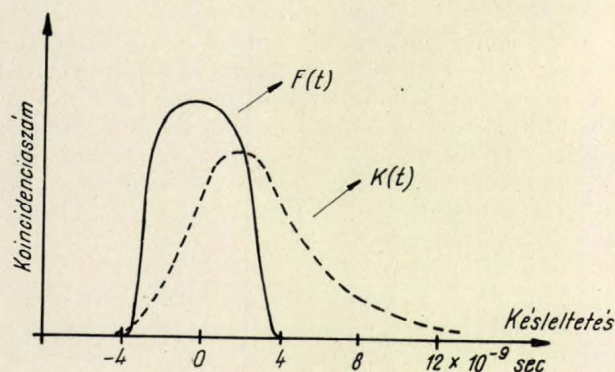
$$w(t) = e^{-t/\tau}$$

Az 1. számú detektornak a béta-sugarakat, a 2. számúnak a gamma-sugarakat kell észlelnie (2. ábra).



2. ábra. Késleltetett koincidenencia-mérés bloksémája.

A két detektor jelét koincidenenciába kapcsoljuk, úgy, hogy az 1. számú detektor jelét egy változtatható késleltetőn visszük át. Ha a koincidenenciák számának logaritmusát a t késleltetési idő függvényében felrajzoljuk, a 3. ábrán látható alakú görbéhez jutunk. A $K(t) = \exp(-t/\tau)$ alakú exponenciális leesésből a bomlás átlagos élettartama meghatározható. Az előbb elmondottakból az ilyen élettartam mérések korlátai is láthatók. Elektronikus késleltetéssel 10^{-5} sec-nál nagyobb késleltetést az impulzusok nagyfokú torzítása nélkül nem lehet előállítani, ez tehát a felső határ. A mérés



3. ábra. $F(t)$ felbontási görbe és $K(t)$ késleltetett koincidenenciaszám a Hg^{199} magnál a késleltetés függvényében.

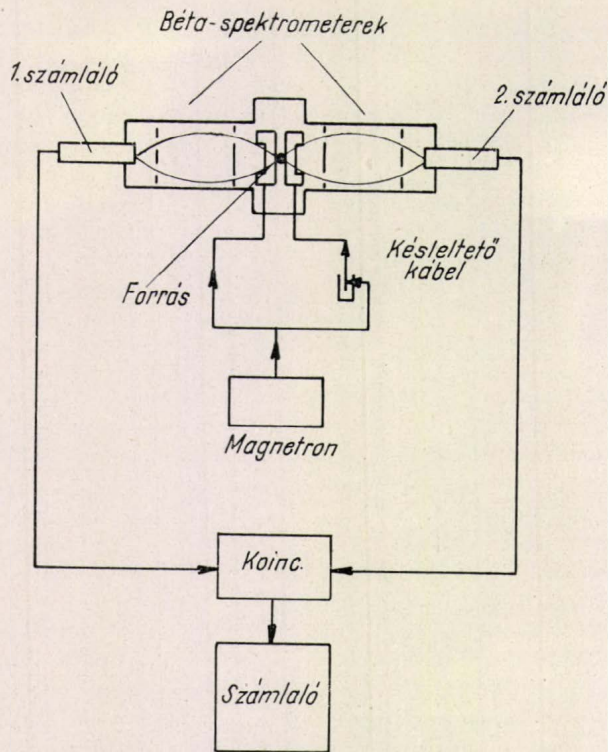
alsó határát a koincidenencia-kör felbontóképessége szabja meg. (Koincidenencia-felbontási időn azt az időt értjük, amelyen belül érkező két jelet a koincidenencia áramkör úgy regisztrál, mint amelyek egyszerre érkeztek.) Különösen jól megépített berendezéssel, gyors felvillanású stilbent tartalmazó szcintillációs számlálóval $T_0 = 10^{-9}$ sec felbontási időt is el lehet érni. A berendezés felbontóképességét mindjárt meg is mérhetjük a késleltető segítségével, ha olyan bomlás „késleltetési görbéjét” vesszük fel, amelynek τ élettartama sokkal kisebb a T_0 felbontási időnél. A görbét úgy kell felvenni, hogy az egyik detektor után fix késleltetést teszünk, a másik elé pedig változtathatót. Zérus késleltetést abban az esetben kapunk, ha a két késleltetés megegyezik. A jelek késleltetésére egy kábel nagyon jól megfelel. Ezzel a módszerrel a maximumra szimmetrikus görbét nyerünk, melynek félértékszélessége éppen $2T_0$. A maximum helye éppen a 0 késleltetésnél van. A 3. ábrán $F(t)$ jelzéssel ezt a görbét is feltüntettük.

A $K(t)$ késleltetési görbe csak $t > T_0$ értékei mellett lesz exponenciális, azon belül alakja bonyolult módon függ a detektor és elektronikus berendezések impulzusainak alakjától, a koincidenencia berendezés felbontó képességétől és a τ bomlási időtől. Kimutatható azonban, hogy az $F(t)$ és $K(t)$ görbék súlypontjának vízszintes eltolódása éppen τ -val egyenlő. Ez, a mellett, hogy az exponenciális leesésből meghatározott τ -nak kontrollja, arra is jó, hogy olyankor is lehetővé teszi a közepes élettartam meghatározását, amikor τ és T_0 nem sokban különböznek egymástól. Ilyenkor $K(t)$ és $F(t)$ csak annyiban fog egymástól eltérni, hogy míg $F(t)$ szimmetrikus, $K(t)$ jobb oldala laposabb lesz, mint a bal oldala.

Még kisebb bomlási időket az ún. inverz bomlási görbe felvételének módszerével lehet meghatározni. Ilyenkor $F(t)$ felvételére sincs szükség. A Hg^{198} 412 keV-os gamma-átmenetének élettartamát pl. úgy határozták meg, hogy két késleltetési görbét vettek fel; a két detektor egyikével a béta-sugarakat, a másikkal a belső konverziós elektronokat detektálták, s egyszer az egyik, majd a másik számláló jelét késleltették. A két görbe súlypontjának eltolódása 2τ -t ad. A módszer érzékenysége jellemző, hogy ilyen módon a néhányszor 10^{-11} sec-os átlagos élettartamot meg lehetett becsülni.

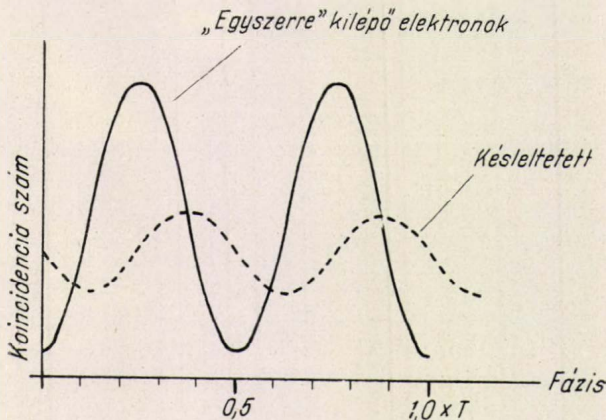
$10^{-10} - 10^{-12}$ sec-os átlagos élettartam a késleltetett koincidenenciával már nem mérhető. Ebben a tartományban az adott problémához alkalmazkodó ad hoc módszereket alkalmaznak. Egy ilyen módszer pl. a következő:

A Tm^{169} -es atommag 139 keV-os nívója belső konverziós bomlás eredményeként jön létre. Mindkét nívó belső konverzió útján bomlik tovább. Az élettartamot a nívó fölötti és a nívó alatti belső konverziós elektron közti átlagos időkéscés adja. Vezessük mindkét konverziós elektront egy-egy béta-spektrométerbe, úgy, hogy előbb energiájukat egy nagyfrekvenciás térrel megmoduláljuk. Ha a maximális energiamoduláció nagyobb, mint a



4. ábra. Bomlási idő mérése magnetron-frekvenciával való összehasonlítással.

béta-spektrométer energiafelbontóképessége, akkor a béta-spektrométer a gyorsító-lassító térnek csak olyan fázisában engedi át az elektront, amikor a moduláció kisebb, mint a spektrométer energiafelbontó képessége. Ha a két spektrométer jelét koincidenzába kapcsoljuk, a koincidenzászám a nagyfrekvenciás tér frekvenciájától független, amíg a periódusidő a bomlási élettartamnál sokkal hosszabb. Ha a koincidenzászámot a két gyorsító-lassító tér relatív fázishelyzetének függvényében regisztráljuk (úgy, hogy az egyiknek a fázisát a másikhoz képest eltoljuk), a moduláló periódusidőhöz képest egyszerre kilépő elektronok segítségével megkapjuk a rendszer felbontóképességét. Ha azonban a bomlási idő és a periódusidő nagyságrendben megegyezik, a koincidenzászám

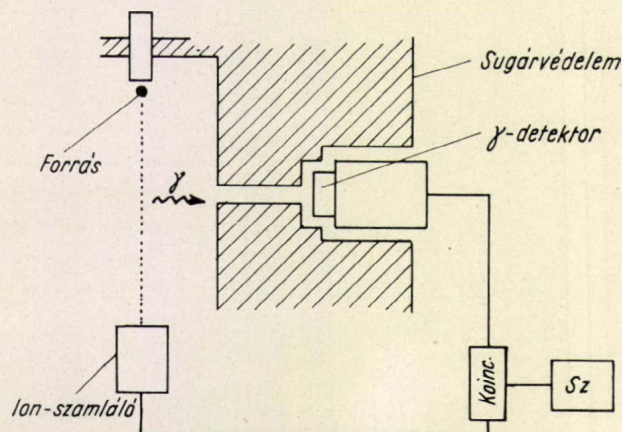


5. ábra. Koincidenzászám a két gyorsító-lassító tér relatív fázishelyzetének függvényében. T a magnetron periódusideje.

többé nem fog élesen függni a fázistól, s a görbe el-laposodása arányos lesz a fázis \times periódusidő szorzattal (5. ábra). Ilyen módon mérve a fent említett nívó élettartama $9 \cdot 10^{-11}$ sec-nak adódott.

2. Időmérés repülési úttal

Ha az atommag nehéz részecske (pl. alfa-rész) emissziója által került gerjesztett állapotba, a nehéz részecske emissziójakor visszalökött mag elegendő sebességre tesz szert ahhoz, hogy a bomlási élettartam alatt befutott út mérhető legyen. Ilyenkor a gamma-sugarat vagy konverziós elektront a visszalökött maggal koincidenzában detektálják, hogy az összetartozó eseményeket ki lehessen választani a háttér-sugárzásból. A koincidenzával szemben itt már nincsenek olyan szigorú követelmények, mint a közvetlen időmérésnél. A mérendő távolság azonban kicsiny: 5 MeV-os alfa-sugár által meglökött Ra mag pl. 10^{-10} sec alatt mindössze 30 mikron utat tesz meg. A forrásból kiinduló meglökött mag az exponenciális bomlási törvény szerint emittálhatja a gamma-sugarat. Ha a repülő mag éppen annyi idő múlva bocsátja ki a gamma-sugarat, amennyi idő alatt a gamma-sugarat detektáló számláló elé ér a forrástól, a számláló jelezni fog (6. ábra). A forrást felfelé-



6. ábra. Bomlási idő meghatározása repülési úttal.

lefelé mozgatva felvehetjük a forrás helyzetének függvényében a koincidenzászámot, s akkor a 3. ábra $K(t)$ görbéjéhez hasonló alakú görbét kapunk.

A módszer érzékenységét még fokozni lehet, ha a gamma-átmenetnél elég nagy belső konverzió is van; ekkor ugyanis a gamma-sugár helyett a konverziós elektront detektáljuk, a forrás és a konverziós elektron emissziójának helye közti távolságot pedig felnagyítjuk úgy, hogy a konverziós elektront előbb egy elektronlencsén vezetjük át. Így körülbelül egy nagyságrenddel kisebb bomlási időket lehet mérni. Ez a módszer elvileg 10^{-12} sec-ig használható.

A repülési idő mérése, mint láttuk, erős nyálbakkollimálást követel meg; ezért csak olyan esetben használható, ahol a sugárforrás elegendően intenzív. (Nehézséget jelent a meglökött mag detektálására használt ion-elektronsokszorozó is).

II. Nívószélesség mérése rezonancia-fluoreszcenciával

I. Klasszikus módszerek

Az atomháj-spektroszkópiából jól ismert általános jelenség az, hogy az atomok az általuk kibocsátott hullámhosszúságú sugárzással megegyező hullámhosszúságú sugárzást rezonanciaszerűen abszorbeálják. Erre egyik legérdekesebb példát a Fraunhofer-féle vonalak adják a Nap szinképében. Már 1929-ben felmerült az a gondolat, vajon az egyes atommagok által kisugárzott gamma-sugárzást az ugyanazon fajtájú atommagok képesek-e rezonanciaszerűen nagy hatáskeresztmetszettel abszorbeálni.

A rezonanciakölcsönhatás hatáskeresztmetszete az energia függésében az elmélet szerint atomok és atommagok esetében egyaránt

$$\sigma(E) = g \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

ahol $g = \frac{2I_g + 1}{2I_a + 1}$ (I_g a gerjesztett állapot, I_a az

alapállapot impulzusnyomatéka), λ az E_0 energiájú sugárzás hullámhossza, E_0 a rezonancia-energia, Γ a nívó félértékszélessége.* A maximális hatáskeresztmetszet ($E = E_0$ esetén)

$$\sigma_{\max} = g \frac{\lambda^2}{2\pi}. \quad (3)$$

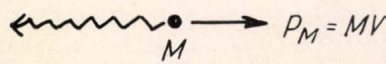
Ha λ^2 -et cm^2 -ben mérjük, σ_{\max} -ot cm^2 -ben kapjuk. Hasonlítsuk össze gamma-sugarak esetében σ_{\max} -ot az atomi abszorpciós koefficienssel (amely a szokásos gamma-abszorpciós effektusokat foglalja magában, a fotoeffektust, Compton-effektust és párképzést) konkrétan a ^{208}Pb atommag béta-bomlása után a ^{208}Pb atommag által kibocsátott $2,62 \text{ MeV}$ energiájú gamma-sugárzás esetében, minthogy 1929-ben ennél a magnál kísérleték meg a rezonancia-effektus kimutatását. $I_g = 3$, $I_a = 0$, $\lambda = 1,24 \cdot 10^{-10}/2,62 = 4,73 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$, tehát $\sigma_{\max} = 2,45 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$. Az atomi abszorpció hatáskeresztmetszete Pb -ban $1,6 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$.

Bár a hatáskeresztmetszetben két nagyságrend eltérés van, mégsem sikerült az effektust kimutatni a $2,62 \text{ MeV}$ -es gammasugárzásnak Pb -ban

* A $\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet a rezonancia-kölcsönhatások folyamatát írja le. A rezonancia-kölcsönhatás abban áll, hogy az atommag a bejövő gamma-kvantumokat a teljes térszögbe szórja. Ez a rezonancia-szórás vagy rezonancia-fluoreszcencia. A (2) képlet a különböző szögekre vett rezonancia-szórás integrálja. Ha azt mérjük, hogy az abszorbens után az eredeti nyalábból mennyi marad meg, (nyilván a szórásban részt nem vevő gamma-kvantumok), akkor a fenti képlet a rezonancia-abszorpciót írja le. Ha azt vizsgáljuk, hogy adott szögbe hány gamma-kvantumot szór az abszorbens, akkor a (2) képletet a térszöggel szorozva a rezonancia-szórás hatáskeresztmetszetét kapjuk.

való abszorpciójánál. Ennek az oka éppen a jelenleg éles rezonancia-jellegében rejlik.

A gamma-sugarak az atommagból kilépve az atommagot az impulzus megmaradási tétele értelmében visszalökik (1. 7. ábra);

$$E_\gamma = h\nu$$


$$p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

$$p_M = MV$$

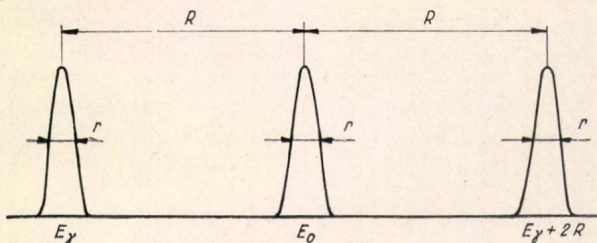
7. ábra. Gamma-emissziókor bekövetkező visszalökés.

$$\frac{E_\gamma}{c} = MV,$$

ahol E_γ a gamma-kvantumok energiája, c a fénysebesség, M az atommagok tömege, V a sebessége a visszalökéskor. A nívó E_0 energiája két részre oszlik: E_γ energiája lesz a gamma-kvantumnak és $R = \frac{1}{2} MV^2$ energiája az atommagnak. Tehát a gamma-kvantum energiája

$$R = \frac{1}{2} MV^2 = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

értékkel kisebb, mint E_0 , a nívó energiája. Az abszorbeáló atommagba való belépéskor a gamma-kvantum ismét meglöki az atommagot, ismét R energiát ad át, tehát végeredményben az azonos nívóról kilépő gamma-sugár azonos nívóra való belépéskor $2R$ energiával kevesebb energiával rendelkezik, mint az E_0 energia. A $2,62 \text{ MeV}$ gamma-sugárzás esetében $2R = 18 \text{ eV}$. A várható nívószélesség $10^{-3} - 10^{-5} \text{ eV}$, tehát világos, hogy az emittált gamma-sugarak a $2R$ energiahiány miatt nem tudnak beletalálni az abszorbeáló atommagok nívóiba (8. ábra).



8. ábra. A gamma-sugár energiája E_γ , a nívóenergia E_0 és a rezonanciához szükséges energia $E_\gamma + 2R$.

Még egy másik effektus is van, amely csökkenti a rezonanciaeffektus létrejöttének valószínűségét. Tegyük fel, hogy valamilyen módszerrel (erről később szó lesz) a kilépő gamma-kvantum energiáját $2R$ értékkel meg tudjuk növelni, a belépő gamma-sugárzás és az abszorbeáló magnívó rezonancia-görbéje fedi egymást. A nagy abszorpciós különbség mégsem lép fel, mert az emittáló és abszorbeáló magok hőmozgása az éles magnívót kiszélesíti. A rendszertelen hőmozgás következté-

ben az emittáló és abszorbeáló magok különböző relatív sebességgel mozognak egymáshoz képest és a Doppler-eltolódás növeli, illetve csökkenti a gamma-sugárzás, illetve a nívó energiáját. A Doppler-szélességre az elmélet szerint

$$\Gamma_D = E_0 \left(\frac{2kT}{Mc^2} \right)^{1/2}$$

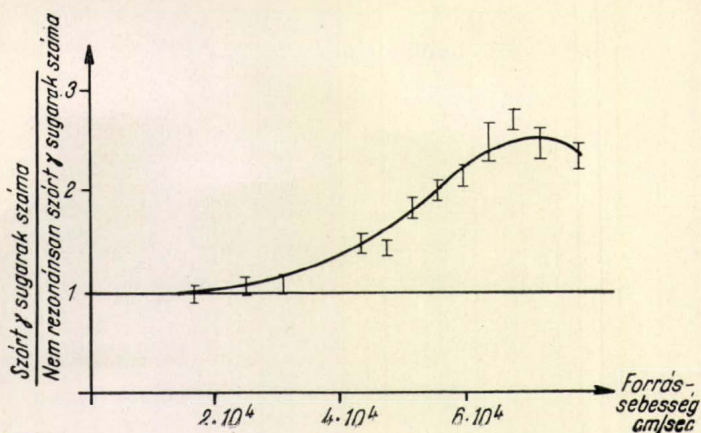
kifejezés adódik, ahol k a Boltzmann állandó, T az abszolúthőmérséklet. A $2,62 \text{ MeV}$ gamma-sugárzás esetén szobahőmérsékleten $\Gamma_D = 1,35 \text{ eV}$. A magnívószélesség elméleti becslés szerint (a ThC'' gamma-sugárzása esetén a mai napig sem sikerült Γ_T -t mérésrel meghatározni) $10^{-4} - 10^{-5} \text{ eV}$. A termikus szélesség tehát 4–5 nagyságrenddel nagyobb, mint a mag nívószélessége. Az abszorpciós nívó maximális hatáskeresztmetszete Γ_T/Γ_D arányban lecsökken, tehát jelen esetben 4–5 nagyságrenddel. Azt kapjuk, hogy még ha az energiavesztést helyreállítottuk is, a hatáskeresztmetszetben 1–0,1%-os eltérést kapunk Γ_T függvényében a mágneffektus hatásaként. Ez nagyon nehezen mérhető, ezért általában az energia-helyreállítás után sem rezonancia-abszorpciót mérünk, hanem rezonancia-szórás, vagyis azt mérjük, hogy az abszorbens különböző szögekbe menynyi gamma-kvantumot szór a primér nyalábból. Ekkor a szórt gamma-kvantumokat a nagy intenzitású primér nyalábtól függetlenül mérhetjük. A mérést általában 90° -nál nagyobb szögben végezzük, hogy a Compton-effektus során szórt gamma-kvantumok ne zavarjanak. Ezeknek az energiája nagyobb szögekben már lényegesen kisebb, mint az eredeti energiaértéket megtartó rezonancia-szórt gammasugarak energiája.

Az első sikeres kísérletet gamma-sugarak rezonancia-szórására Moon végezte 1952–53-ban. Az Au^{198} mag beta-bomlása után keletkező Hg^{198} mag 411 keV energiájú gamma-sugárzást bocsát ki. A $2R$ energiahiány ebben az esetben $\sim 1 \text{ eV}$. Moon a radioaktív preparátumot egy gyorsan forgó korong szélére helyezte, ahol a preparátum maximálisan $v = 8 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$ sebességgel mozgott. Az érintő irányban kilépő gamma-sugarak energiája a Doppler-effektus miatt

$$\Delta E = E_\gamma \frac{v}{c}$$

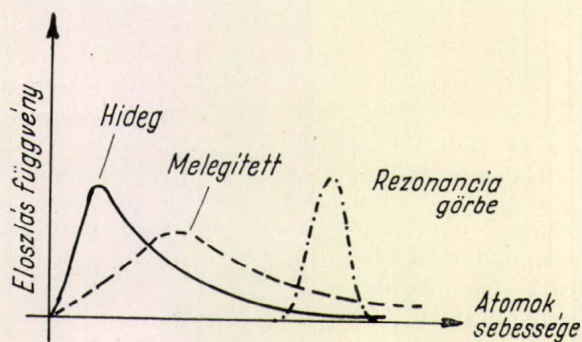
értékkel növekedik. $v = 7 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$ forrás-sebesség (és álló Hg szóróanyag) esetén éppen kompenzálódik a $2R$ energiahiány. A Hg -n és Pb -n szórt gamma-kvantumok számának a hányadosa a 9. ábrán látható a forrás sebességének a függvényében. A mérési eredmény világosan mutatja a rezonancia-szórás fellépését. A hatáskeresztmetszeteiből számított nívószélesség $\Gamma_T = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$, amiből a nívó élettartamára $(2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \text{ sec}$ adódik.

Egy másik módszert Malmfors vezetett be a hiányzó energia pótlására. Ha a forrást felmelegítjük, akkor a termikus mozgás megnő, az abszorbens és a gamma-sugárzás nívószélessége át-



9. ábra. Rezonancia-szórás a centrifugára helyezett forrás kerületi sebességének függvényében.

lapolódik, és a rezonancia-szórás bekövetkezhet (10. ábra). Ilyen módon a Hg^{198} már említett nívójának az élettartamára $(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-11} \text{ sec}$ -ot kaptak kitűnő egyezésben Moon mérési eredményével. Sok más szellemes energiapótló módszert dolgoztak ki ezeken kívül is, amelyekre azonban túl hosszadalmas volna kitérni. E helyett egy nemrég felfedezett, hatásaiiban nagyon érdekes effektust tárgyalunk. Ez a visszalökésmentes rezonancia-abszorpció.



10. ábra. A melegített sugárforrás atomjainak sebesség-eloszlása megváltozik, úgy hogy több atom fog a rezonanciának megfelelő energiával rendelkezni.

2. Rezonancia-fluoreszcencia visszalökés nélkül

A visszalökési energiát, mint láttuk, különböző módon lehet kompenzálni, a vonalszélességet azonban a visszalökési energia felvétele szempontjából szabadnak tekinthető atomok hőmozgása kiszélesíti. Ha azonban az atom kristályba van ágyazva, és a visszalökési energia kisebb, mint az atom kötési energiája a kristályban, az atom nem szakad ki kötelékéből, hanem maga a kristály veszi fel a visszalökést. A kristály, mint merev test gyakorlatilag semmilyen meglökődést nem szenved, mert tömege nagyon nagy; a kristály rezgő atomjai azonban oszcillátorokként gerjesztési energia formájában energiát tudnak felvenni és kisugározni, ami a rezonancia élességét szétmossa. Ez az energiafelvétel a kristály strukturájától, hőmérsékletétől

től és a visszalökési energiától függ. (Itt R mindig a szabadnak tekintett atomra jutó, az előző pontban is tárgyalt visszalökési energia.) Kedvező körülmények közt azonban a rezonanciavonal tisztán is megkapható, s szélességét közvetlenül is is meg lehet határozni.

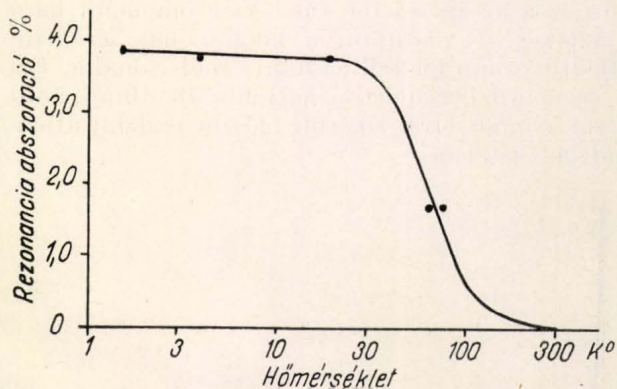
A kristály belső energianívóinak spektruma igen bonyolult; egyszerű és esetünk számára használható közelítés az ún. Debye-féle eljárás. E szerint a ν -nél nem nagyobb frekvenciával berezgethető oszcillátorok száma $Z(\nu) \approx \nu^3$. Növekvő rezgési frekvenciához eszerint növekvő oszcillátorsűrűség tartozik. A rezgési szabadsági fokok száma azonban $3N$, ahol N a kristályban levő atomok száma, ezért egy adott ν_D határfrekvenciánál a spektrumot le kell vágni. Ez a ν_D Debye-frekvencia a visszalökésmentes rezonancia-fluoreszcencia szempontjából nagy fontosságú. A visszalökési energiát ugyanis a kristály oszcillátorai vehetik fel. Minél nagyobb az oszcillátorsűrűség, annál nagyobb lesz annak valószínűsége, hogy a meglökött mag be tudja a kristályt rezgetni, s ezáltal a gamma-kvantumtól energiát von el. $dZ/d\nu$ oszcillátorsűrűség azonban $1/\nu_D^3$ -al arányos.

Ha a visszalökési energia kicsi, akkor az energia-abszorpció főleg az alacsony energiájú oszcillátorokon következhetik be; ezek száma azonban kicsiny, ezért kicsi annak valószínűsége, hogy a kristály energiát vegyen fel. Nagy visszalökési energia esetén magasabb frekvenciájú oszcillátorok is gerjesztődhetnek. A visszalökésmentes rezonancia addig lép fel, amíg

$$R \leq 2h\nu_D.$$

A visszalökésmentes rezonancia fellépéséhez tehát alacsony gamma-energia és magas Debye-frekvencia szükséges.

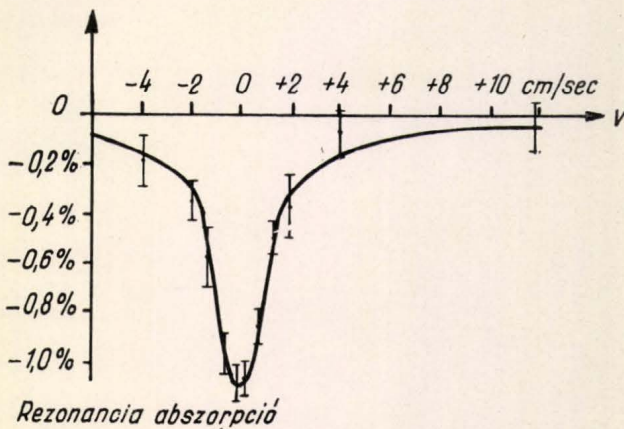
A termikus mozgás következtében a kristály oszcillátorai közt egyesek már gerjesztett állapotban vannak. A visszalökési energia abszorpciója, és még inkább az emissziója sokkal nagyobb valószínűséggel következik be, ha a kristály számos oszcillátora már rezeg, mint ha nyugalomban van. Az energia abszorpciója tehát nagyobb valószínűséggel következik be magasabb, mint alacsonyabb hőmérsékleten. Minthogy pedig a rezonancia-abszorpció annál élesebb lesz, minél inkább le tudjuk szorítani a kristály oszcillátorainak szerepét az energiafelvételben, hűtéssel megnövelhetjük az effektus nagyságát. A 11. ábrán a hőmérséklet függvényében látható az Ir^{191} 129 keV-os gamma-sugarával végzett vizsgálatnál a rezonanciaszerűen és nem rezonánsan szórt gamma-kvantumok hányadosa. Míg a szobahőmérsékleten az adott energiájú gamma-vonalra gyakorlatilag semmilyen rezonanciaeffektust nem kapunk, az abszolút 0° közelében 4%-ig emelkedik a rezonanciaszórás aránya. Minthogy a visszalökésmentes rezonancia valószínűsége növekvő gamma-energia mellett csökken, az intenzív hűtésre annál nagyobb szükség van, minél nagyobb a gamma-kvantum energiája.



11. ábra Visszalökésmentes rezonancia-abszorpció Ir^{191} mag esetén az abszolút hőmérséklet függvényében. Az ordinátán az abszorpciós spektrum maximumát tüntettük fel.

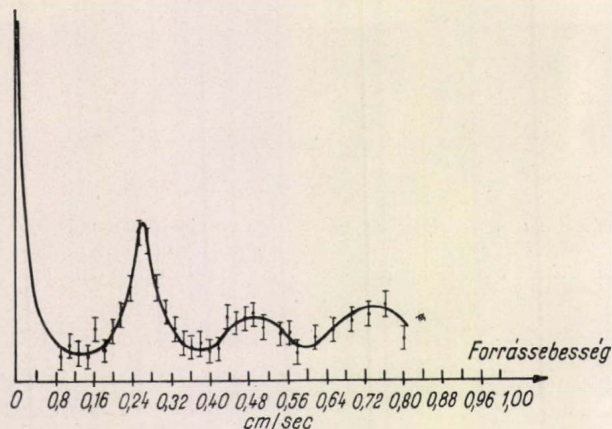
Az előbb ismertetett elvet Mössbauer dolgozta ki 1958-ban. Első méréséért az Ir^{191} 129 keV-os gamma-átmenetének nívószélességét határozta meg. A sugárforrást egy forgó kerékre helyezte, a nívószélességnek megfelelő energiakülönbséget Doppler-effektussal kompenzálta. Itt természetesen nem arról van szó, mint a Moon-féle centrifugás rezonanciaszórásnál, ahol a szabad atommagra jutó visszalökési energiát kellett kompenzálni, itt csak a kis nívószélességnek megfelelő energiát kell hozzáadni, illetve levonni a gamma-energiából. A 12. ábrán Mössbauer rezonancia-görbéje látható, melyet folyékony levegő hűtéssel vett fel; amérsből a nívó energia-féltértékszélessége $(4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ eV-nak adódott. A 129 keV-os energiára vonatkoztatva ez $\Delta E/E = 3,5 \cdot 10^{-11}$ -es relatív energiamérési pontosságot jelent.

Pound és Rebka, és Schiffer és Marschall a Fe^{57} atommag 14,4 keV-os nívóján végeztek hasonló vizsgálatokat. A rezonanciagörbe féltértékszélességéhez tartozó sebesség 0,017 cm/sec, aminek $8 \cdot 10^{-9}$ eV felel meg. A relatív energiaszélesség $\Delta E/E = 6 \cdot 10^{-13}$. Ez azt jelenti, hogy ha a forrásban a gamma-sugárzás energiája $6 \cdot 10^{-13}$ -ad résszel megváltozik, az könnyen kimutatható. A forrás ferromágneses anyag, amelynek atomjai-



12. ábra Visszalökésmentes rezonancia-abszorpció Ir^{191} mag esetén a forrássebesség függvényében.

ban erős mágneses tér van. Az atommagra ható mágneses tér hatására a magnívónak Zeeman-effektus során fel kell hasadnia több vonalra. Ezt a Zeeman-felhasadást láthatjuk a 13. ábrán, amit ezzel a módszerrel sikerült először észlelni atommagok esetében.



13. ábra Ferromágneses anyagban belső mágneses tér hatására bekövetkező spektrum-felhasadás. A kis forrássebességnél a direkt rezonancia-abszorpció látható.

A relatív energiamérés nagy pontossága lehetővé tette az általános relativitáselmélet egyik régió vizsgálatát, de mind ez ideig egyértelműen el nem döntött következményének, a gravitációs vöröseltolódásnak a kimutatását. Az általános relativitáselméletek szerint erős gravitációs térben az órák lassabban járnak, mint kisebb gravitációs térben, azaz egy atom vagy atommag által kisugárzott frekvencia nagyobb gravitációs térben kisebb, mint kisebb gravitációs térben. Nagy gravitációs térben, nagy tömegek közelében levő atomok által kisugárzott fény színe tehát a vörös felé tolódik el.

A gravitációs vörös-eltolódást éppen ezért eddig főleg a Nap színképében próbálták megfigyelni; a Nap felületén ugyanis a g gravitációs gyorsulás 28-szor nagyobb, mint a Föld felszínén. A vörös-eltolódás kvantitatív kiértékelését azonban megnehezítik a különböző zavaró effektusok, így pl.

a Nap felületén lejátszódó gázmozgások, melyek a Doppler-effektus következtében kiszélesítik a spektrumot. A Föld felszínén az effektus olyan kicsi, hogy nem is gondoltak arra, hogy a spektroszkópiai technikával meg lehetne mérni.

Számszerűen, ha a Föld felszínén levő atomok, vagy atommagok által kibocsátott frekvencia ν_0 , akkor a Föld felszíne felett m magasságban levő atomok vagy atommagok által kibocsátott frekvencia közelítően

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{gm}{c^2} \right), \quad (4)$$

ahol g a gravitációs gyorsulás, c a fénysebesség. A relatív frekvenciaváltozás $m=10$ méter esetén

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = 1,1 \cdot 10^{-15}.$$

Cranshaw és Schiffer a harwelli atomkutató központban sikeres kísérletet végzett ennek a rendkívül kis relatív energiaváltozásnak a kimutatására. A Fe^{57} atommagok esetében a rezonanciagörbe félértékszélessége, amint láttuk, $6 \cdot 10^{-13}$ pontosságot ad. Ez több mint két nagyságrenddel kevesebb, mint amekkora az effektus kimutatásához szükséges. Fentebb rámutattunk már azonban arra a késleltetett koincidenciaméréseknél, hogy egy széles görbe kis eltolódásának a mérésével kb. 2 nagyságrenddel kisebb változások is kimutathatók. Cranshaw és Schiffer is így mutatta ki a rezonanciagörbe szélességénél 600-szor kisebb eltolódást: megmérték a rezonanciagörbét egymáshoz közel lévő forrás és abszorbens esetén, és aztán a forrást 10 m magasan a Föld felszíne felett elhelyezve újra mérték. Az eltolódás értéke és a (4.) formula alapján várt érték hányadosa $0,94 \pm 0,4$ volt. A hiba elég nagy még, de már ez a mérés is mutatja, hogy annak valószínűsége, hogy nincs semmilyen vörös-eltolódás sem, mindössze 1,7%. Így a mérés alapján eléggé biztosnak látszik a gravitációs vörös-eltolódás létezése.

Berkes István—Keszthelyi Lajos
Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

A téridő szerkezete

A fizika fejlődése során a természet egymástól elszigetelt „adottságai” egyre szélesebb körű törvényszerű összefüggések részeseivé válnak. Az állócsillagok ma már nem állnak, hanem inkább élnek, villámlás és ívheggesztés édestestvérek, elektromosság, mágnesség egymástól elválaszthatatlan. Világképünk egyre gazdagabbá, ugyanakkor mind egységesebbé válik. A rejtett kapcsolatok sokszor makacsul ellenállnak a megismerésnek. Az egyes kémiai elemek hosszú időn keresztül megőrizték arisztokratikus függetlenségüket. Különösen sokáig szegült szembe kölcsönös fizikai kapcsolatuk részletes megismerésének tér, idő és anyag. A mérési pontosság fokozódásával, a tapasztalati anyag növekedtével azonban végül itt is feltárult a belső összefüggések struktúrája. Michelson, Trouton—Noble és mások pontos mérései alapján 1905 óta tudjuk, hogy tér és idő abszolút egységbe, a négyes téridőbe forr össze. Részben még régebbi idő óta ismeretes, hogy az energia és impulzus megmaradásának ténye, illetve a tér és idő homogenitása lényegében ugyanannak a törvényszerűségnek két oldala. A téridő szerkezetének függését az anyag eloszlásától 1919 óta vizsgálják kísérletileg. Az idevágó mérések természetesen rendkívüli pontosságot követelnek. A közelmúltban éppen ezen a téren hatalmas lépéssel jutottunk előre. Három harwelli kutatónak, Cranshaw-, Schiffer- és Whiteheadnak sikerült közvetlenül kimutatni a téridőnek a Föld tömege által létrehívott görbültségét, sikerült kimérni az ún. gravitációs vöröseltolódást egy 13 m magas víztorony teteje és alja között. Az alábbiakban ebből az alkalomból áttekintjük a téridő szerkezetének kérdéskörét, különös tekintettel a vöröseltolódásra.

A hagyomány C. F. Gauss nevéhez egy igen nevezetes kísérletet kapcsol. Eszerint Gauss megmérte volna egy három távoli hegycsúcs által képezett háromszög szögeinek összegét, abból a célból, hogy eldöntse, vajon a való világban a tér szerkezete pontosan euklideszi-e.

Igaz volt-e ez, nem tudjuk. Mindenesetre az ilyen kísérlet gondolata a múlt században élénk vitákra adott alkalmat. Sokan támadták egyáltalán a kísérlet értelmét, mondván, hogy ilyen úton legfeljebb azt lehet eldönteni, vajon a fénysugár egyenes-e vagy görbe. Azok, akik így érveltek, a térben valami rejtélyes módon eleve adott keretet, színpadot láttak, amelyben a tárgyak jelenléte szinte esetleges, a tér ezek híján is létezhetne: a különböző helyek *önmagukban* a tér pontjai, s a köztük ásitó távolságok összessége determinálja a tér szerkezetét. Ezt a nézetet képviselte Kant, s mindjárt fel is tette, hogy ez a szerkezet az euklideszi.

Évszázados megszokás szülte előítéletek és a klasszikus fizika talaján nevelődött szemléletük miatt a laikusok még ma is e felé a nézet felé hajlanak. Egy görbe kardot — úgymond — el tudunk képzelni, maga a tér azonban természetesen „kö-

zönséges”, az üres görbe tér: értelmetlen misztikum.

A továbbjutás kulcsát annak a tudatos felismerése szolgáltatta, hogy a tér — és ugyanúgy az idő — nem az anyagtól függetlenül létezik, hanem az anyag létformája. Az anyag viselkedése „hívja létre” a tér tulajdonságait, nem a tér tulajdonságai „kényszerítik” meghatározott viselkedésre az anyagot. Fogalmaink térről és időről nem a priori kategóriák, hanem az anyag mind jobb megismerésén keresztül bővülnek és fejlődnek.

Az a tény, hogy hétköznapi szemléletünk a teret és időt az anyagtól függetleníti, azaz teljesen elvonatkoztatja, szinte természetes és mindenképpen „megbocsátható” következménye a herkulesi feladatnak, amit a biológiai fejlődés évezredek alatt megoldott, ti. képessé tenni érzékelésünket, hogy megragadja a legkülönbözőbb tárgyakban rejlő ama közöset, amit pl. e különböző tárgyak egyforma távolságának, egyforma alakjának mondunk, hasonlóképpen képessé tenni az érzékelést a különböző, de azonos időtartamú folyamatokban megbújó közös felfogására. A konkrét tárgyak esetleges jegyeitől való elvonatkoztatás során átesünk a ló túlsó oldalára s egyszerűen elfeledkezünk arról, hogy pl. időtartamról önmagában, valamilyen folyamat nélkül sohasem szereztünk semmi tapasztalatot.

A szemléletünkben látszólag önállóan élő tér magától értetődően euklideszi volta ugyanúgy az anyag megfigyelt tulajdonságaihoz táplálkozik, mint maga a tér. Mikor az egyiptomi építésznek pontos derékszögűre volt szükségük, olyan kötélháromszöget feszítettek ki, amelynek oldalhosszai pithagoraszai számhármast képeztek. Magát az eljárást az tette lehetővé, hogy a kötél gyakorlatilag nyújthatatlan. Mervé testek nélkül a metrika teljesen hiányoznék a bennünk élő térből.

Hasonlóan találjuk meg az anyagtól és a tértől egyaránt elszakított időfogalomban rejlő előítélet tapasztalati gyökereit. A bennünk élő tér és idő tökéletes elszigeteltségének alapja egyszerűen a fénysebesség igen nagy értéke. Ennek szerepe kettős: egyrészt szemünk részére a fény végtelen gyorsnak tűnik. Ezért úgy érezzük, hogy időelhasználás nélkül, mintegy az idő közrejátszása nélkül ad mindenkor híű képet a közeli és távoli világ pillanatnyi állapotáról. Másrészt csakis így maradhat a mindennapi tapasztalat körében észrevétlen az a tény, hogy a 100 m-es síkfutás világrekordja csupán a célbírak számára 10 sec., a futó számára valamicskével kevesebb. A fénysebesség mértékével mérve ugyanis a futó gyakorlatilag nyugszik a zsűrihez viszonyítva. S ezzel egyúttal anyag- és időfogalmunk szétválásának nyitját is felderítettük.

Semmiképpen sem volt tehát igazuk azoknak, akik a Gaussnak tulajdonított, említett méréseket feleslegesnek tartották. Ezek nem többet és nem kevesebbet voltak hivatva eldönteni, mint hogyha az euklideszi geometriának absztrakt egyeneseit a való világban fénysugarak pályáival akarjuk megvalósítani, ezekre afizikai egyenesekre pontosan érvényesek, alkalmazhatók-e az euklideszi geometria tételei.* Márpedig, mint láttuk, amikor a valósá-

* Számunkra most közömbös, hogy az euklideszi geometria mint matematikai diszciplína elvont pont- és egyenes-fogalmával, végső soron maga is a fénysugarakban megtapasztalt „egyenesség” sugallatára jött létre, még akkor is, ha utólag az derül ki, hogy a fénysugarak geometriája valójában nem pontosan euklideszi.

gos tér szerkezetéről akarunk beszélni, mindenképpen valamiféle anyagi megnyilvánulásokat kell megvizsgálnunk.

A ténylegesen elvégzett (pl. geodéziai) mérésekben a múlt században a háromszög szögösszegének eltérése a 180° -tól belül esett a hibahatáron. Vajon mi történt volna, ha pl. egy kivételesen nagy háromszögnél az ellenkező eset következik be? Bizonyára nem az euklideszi geometria azonnali száműzése, hanem valószínűleg a levegő törésmutató-ingadozásainak tüzetesebb vizsgálata. Laboratóriumi kísérletekben (alkalmas törésmutatóeloszlású folyadékban) szinte karikára görbíthetjük a fénysugarat. A folyadékba merített vonalzó vagy kifeszített dróthuzal ilyenkor sokkal használhatóbb egyenes. Ha pedig pl. egy 3, 4 és 5 dm-es darabokból kifeszített háromszög nem lenne éppen derékszögű, akkor inhomogén hőmérséklet-eloszlásra gyanakodnánk. A melegebb helyeket átszelő drótszál megnyúlik. A törésmutató vagy a hőmérséklet természetesen helyről helyre pontosan mérhető. Így az elmondottak tanulsága világos: teljesen felesleges „magának a térnek” a görbültségéről beszélni ott, ahol a fizikai egyenesek (fény, vonalzó stb.) elgörbülését, az euklideszi geometria reprezentálására alkalmatlanná válását helyileg ellenőrizhető és korrigálható fizikai tényezők, hatások okozzák.

Magát a teret akkor kell nem-euklideszi szerkezetűnek tekintenünk, ha az egyeneseket realizáló fizikai elemek — fénysugarak, szabadon mozgó próbatestek stb. — még a teljesen erőmentes, fizikai hatásoktól meg nem zavart állapotban sem modellizálják az euklideszi geometriát. Minthogy ilyen esetben nincs jobb reprezentáns, a fénysugarakban, tehetetlenségi pályákban stb. egy — immár görbült — tér *legegyenesebb*, ún. geodetikus vonalait kell látnunk. Ez a görbültség azonban mégsem a térnek az anyagtól elszakítható, okkult sajátsága.

Milyen mármost a tér valójában? A geodéziai pontosság erejéig tapasztalat és mérés azt mutatta, hogy ha van is eltérés az euklideszi geometriától, annak igen kicsinek kell lennie. A XX. század elejéig nem volt egyéb tennivaló, mint türelmesen várni a mérési pontosság növekedését. Szigorúan véve ugyan nincs a világűrben teljesen zavarmentes térség, gyenge gravitációs és elektromágneses erők mindenütt fellépnek. A fizikusok azonban nem láttak ebben a körülményben elvi nehézséget. Ezek törvényszerűségeit ugyanis jól ismerjük, s könnyen visszaszámolhatjuk, hogyan zajlott volna le nélkülük a vizsgált folyamat. Ehhez elég a zavaró térerősség nagyságát megmérni, mondjuk pl. mágneses zavar esetén az atomszínképek Zeeman-felhasadása alapján.

A látszólag hosszú időre ad acta tett kérdésben a XX. század első évtizedének végén rendkívüli fordulat következett be, amely páratlan a fizika történetében. Albert Einstein felismerte a súlyos és tehetetlen tömeg kétszáz éve ismert azonosságának jelentőségét: bárhol gondolunk is el valamilyen helyet a csillagok közötti térben,

itt a gravitációs térerősség nagyságát megmérni, egyáltalán gravitációs erőter jelenlétét kimutatni helyi méréssel lehetetlen! Űrhajóban nem észlelhető pl. a Nap vonzóereje; amit mérni tudunk (pl. távcsővel) az legfeljebb a Naptól való távolságunk. (Összehasonlításképpen gondoljuk meg, hogy ha az űrhajó mágneses zónán halad át, nyomban észreveszi; a Nap elektromágneses terét, hőjét, fényét változatlanul érezzük, ha szabadon zuhanunk is feléje.) Az elektromos teret lényegében éppen azért lehet kimutatni, mert hatására a pozitív és negatív töltések különböző gyorsulással kezdenek mozogni. Ha a testek nem esnének egyforma gyorsan, ugyanígy észrevehető lenne a gravitációs erőter is.

Mielőtt a végkövetkeztetést levonnánk, álljunk meg egy pillanatra. Amit a Gaussnak tulajdonított mérés ki akart mutatni, az a háromdimenziós tér szerkezetének az euklideszitől való esetleges eltérése volt. A XX. század még ebben a formában kapta e feladatot örökül.

A fény határsebesség-jellegének felismerése után azonban tér és idő az anyag egységes létformájává, a négydimenziós téridőbe olvadt össze. A különálló $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, illetve dt^2 tér- illetve időbeli távolságnégyzet helyére a négydimenziós

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 \quad (1)$$

ívelemnégyzet került.

Bárhogy szemeltük is ki egy tárgy pillanatnyi stádiumát a régi világkép szerint, a belőle gondolatban éppen akkor kilépő, végtelen sebességű jelek az egész teret letapogatták, egyértelmű kapcsolatot teremtve a tetszőlegesen távoli, de egyidejű események között. A világ az egész teret felölelő „most”-ok folytonos sorozatából állt. Valójában a természet ilyen jeleket nem ismer. Ha felpillantunk, azokat az eseményeket látjuk, amelyek éppen aktuálisak a szemünk számára, amelyeknek „aktualitástávolsága” a mi felpillantásunktól zérus. A távoli eseményekre ez korántsem jelent egyidejűséget, hiszen a fény véges c sebességgel jut a szemünkbe, ehelyett éppen az $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} = r = c \Delta t$. (2) relációnak kell teljesülnie, ahol Δx , stb. az észlelés és a szóban forgó távoli esemény koordinátakülönbségei. Minthogy ekkor (2) szerint $\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 - c^2 \Delta t^2 = 0$, a ds^2 ívelemnégyzet két esemény „aktualitástávolságára” jellemző.

Az (1) ívelemmel bíró négydimenziós téridőt pszeudoeuklideszinek mondjuk. Benne a magukra hagyott tömegpontok, fénysugarak „világvonala”, hely-idő diagramja egyenes.

A múlt századtól örökölt probléma ezek után így hangzik: pontosan pszeudoeuklideszi-e a tér-idő?

A válasz már benne van az előzőekben. Mint-hogy a való világban magukra hagyott próbatestek, fényjelek stb. környezetében a gravitációs erőter nem észlelhető, elveszti fizikai értelmét minden igyekezet, hogy a hozzájuk tartozó világvonalaknál egyenesebbeket keressünk. A Nap körül keringő bolygók, a Földön szabadon eső testek nyilvánvalóan nem pszeudoeuklideszi értelemben egyenes világvonalakban tehát egy görbült téridő legegyenesebb, geodetikus vonalait kell látnunk.

Az elektromos erőkkel egyenrangú vonzóerő az éter sorsában osztozik. A Nap szerepe a bolygómozgásban nem abból áll, hogy vonzóerejével tehetetlenségi mozgásuk feladására kényszeríti a bolygókat. Ennél sokkal „előzékenyebb”. A téridő szerkezetének megváltoztatásával másfajta, de ugyanolyan kényelmes geodetikus (tehetetlenségi) világvonalakat készít elő a számukra.* Ezért nem veszünk észre semmit az űrhajón a Nap vonzásából. S akármilyen furesán hangzik is, amikor a Földön állunk, igazában nem a (mélyen alattunk levő) hatalmas tömegek vonzóerejét, hanem a közvetlenül talpunkalatt levő réteg (rugalmas eredetű) taszító erejét érezzük, amely nem engedi, hogy szabad mozgást végezzünk. Mint ahogy a gorombán induló villamos padja is nekünk nyomódik, hogy inerciális mozgásunktól eltérítsen.

Esetleg itt a következő ellenvetés merülhet fel. Az előzőekben mindig a térszerkezet, a metrika parányi eltéréseiről volt szó. De egy elhajított kő pályája egészen durván görbe! Hogy lehetne az „legegyszerűsebb” vonal!

Természetesen a kérdés mögött félreértés húzódik meg. A térbeli pálya a téridőbeli világvonalnak csupán vetülete. Kissé pongyolán azt mondhatjuk, hogy ez a vetület éppen azért lehet olyan nagyon görbe, mert az eredeti vonal olyan kevésbé az. (Lásd az 1. ábrát).

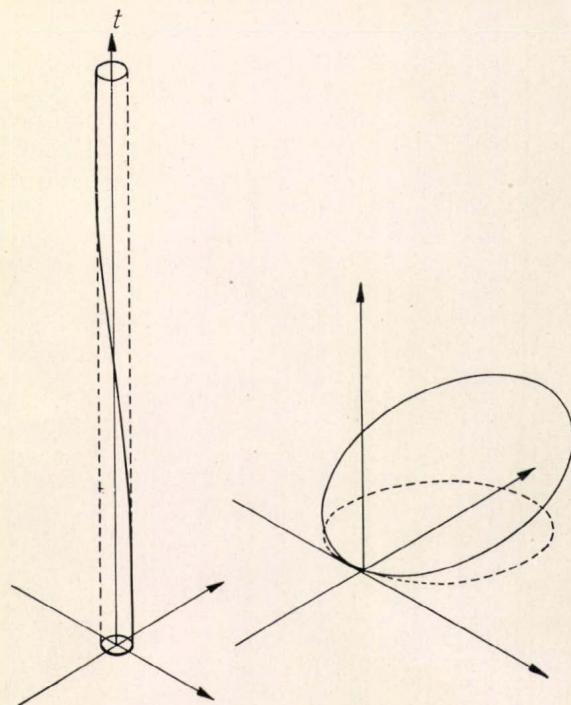
Vizsgáljuk meg ezt a kérdést kicsit részletesebben. Amindennapi életben a cm illetve sec egységek jól beválnak. Ha azonban a téridő problémáiban is ezeket használjuk, az (1)-ben szereplő c számértéke $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec lesz. Ez olyasmi, mintha egy térbeli koordinátarendszer egyik tengelyén a mikront, másikán a kilométert választanánk hosszegységnek. (1) az egységesebb

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2 \quad (2)$$

alakot ölti fel, ha a cm megtartása mellett az új időegység $E = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ sec. Ha mármost a Földön a téridő szerkezte pontosan pszeudo-euklideszi volna, akkor az egy másodpercig, mondjuk 10 méteres körzetben mozgatott kő világvonala a négyes térben a t tengellyel kb. párhuzamos, $3 \cdot 10^{10}$ egység hosszú, közel egyenes vonal lenne, melynek kihajlása teljes hossza mentén kb. 10^3 egységet nem haladna meg. Ugyanennyire görbült 1 m-es ceruzavonal csupán a mikron 30-ad részével hajlana ki. Bátran belenyugodhatunk tehát, hogy a Föld által kialakított reális téridőtartományban kb. ugyanilyen mértékben görbék a legegyszerűsebb vonalak.

Az elmondottakból fontos következtetést vonhatunk le. Természetszerűen felmerül az az igény, hogy a téridő görbültségét valamilyen módon az

* Hogy milyen módon, azt az általános relativitáselmélet gravitációs téregyenletei szabják meg. Ezek az egyenletek szinte kézzelfoghatóan tükrözik azt a tényt, hogy a téridő szerkezetét az anyag határozza meg. Ha a következőkben a Föld gravitációs teréről beszélünk, csupán röviden fejezzük ki magunkat. Amire gondolunk, az a Föld tömege által meggörbített téridő.



1. ábra

időbeli dimenzió háttérbeszorítása mellett is megvizsgáljuk. Például a következőképpen: lehetőleg merev tartályt folyadékkal töltünk meg. Ha az edényt más görbültségű helyre visszük, a folyadék minden látható ok nélkül kicsordulhat. Az előbbi becslések tanúsága szerint azonban a görbültség ilyen módon való kimutatásához a mérési pontosság sajnos nem elég nagy.

A térbeli és az időbeli aspektus ilyen különbözőségének, ismételjük, az az oka, hogy az 1 másodperc az 1 cm mellett a mindennapi életben megszokott, a téridő szerkezte szempontjából óriási időtartam.

Milyen mostmár csakugyan a téridő szerkezte „áldott Napunk” vagy a „vén Föld” közelében? Hogyan néz ki a tényleges ívelemnégyszet? Tudjuk jól, hogy csak kis mértékben tér el a pszeudo-euklidesztől, azt is tudjuk, hogy nem misztikus görbületről, csupán anyagi megnyilvánulások kapcsolatairól van szó, mégis szinte élmény „szemtől-szembe” kerülni vele, s megpróbálkozni az elképzelésével.

Szeszélyesen görbült téridőben a ds^2 ívelem bonyolult kifejezés, a koordinátarendszerhez pedig nem tapad szemléletes jelentés. A Nap vagy valamelyik bolygó nem túl nagy környezetében azonban találhatunk olyan négyes koordinátarendszert, amelyben ds^2 az egyszerű

$$ds^2 = d\sigma^2 - \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) dt^2 \quad (3)$$

alakot veszi fel* ahol sem Φ sem a $d\sigma^2$ térbeli ív-

* Ebben és a további képletekben a t koordinátaidőt és a τ sajátidőt $\frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ sec egységekben kell értenünk. Természetesen $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

elemnégyzet nem tartalmazza t -t, másszóval a koordináta-rendszer sztatikus, továbbá jó közelítéssel egyszerűen $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, amikor is Φ a számítás szerint ugyancsak jó közelítésben formailag a Nap vagy a szobában forgó bolygó Newton-féle gravitációs potenciáljával egyezik meg.

Ez a koordináta-rendszer eléggé áttekinthető. Mindenekelőtt jegyezzük meg, hogy amint valamely görbe elegendő kis darabja általában jó közelítéssel egyenes, úgy a téridő akármelyik $P_0(x_0, y_0, z_0, t_0)$ pontjának kis környezete is pszeudo-euklideszi, ezért felépíthetjük benne egy inerciarendszer kis darabkáját. Erre vonatkoztatva

$$ds^2 = dX^2 + dY^2 + dZ^2 - dT^2 \quad (4)$$

lesz, amit (3)-al összevetve, az x, y, z, t koordinátáknak helyről helyre szemléletes jelentés adható. A P_0 hely környezetében a

$$X = x - x_0, \quad Y = y - y_0, \quad Z = z - z_0,$$

$$T = \sqrt{1 + \frac{2\Phi}{c^2}} (t - t_0) \quad (5)$$

megfeleltetés esetén a két rendszer csak az idő-tengely skálatranszformációjának erejéig tér el egymástól. De általánosságban is tehetünk néhány észrevételt. Minkowski-térben a Lorentz-féle rendszerek egyszerűségükkel gyakorlatilag kitérnek a görbevonaltú koordináta-rendszerek közül. A különböző Lorentz-rendszerek között nem tudunk önkénymentesen választani, ez azonban nem is baj, mert ds^2 mindegyikben az egyszerű (1') alakot ölti. A Nap körüli görbült téridőben természetesen a legegyszerűbb, (3) ívelem is bonyolultabb (1')-nél, de cserében a hozzátartozó sztatikus koordináta-rendszer gyakorlatilag egyértelműen választható ki a hozzáképest egyenletesen mozgó köztől, ez az egyetlen ugyanis, amelyikben a Nap az origóban nyugszik. Ilyen módon maga a Nap némiképpen szétválasztja az általa gyakorlatilag (nem elvileg!) kitértetett rendszeren keresztül a teret és az időt. Ptolemaios és Kopernikus vitájában praktikus szempontból mégiscsak az utóbbinak volt igaza. Szigorúan önálló jelentése azonban a koordinátáknak nincs.

Hogyan „néz ki” ez a téridő, milyen módon görbült?

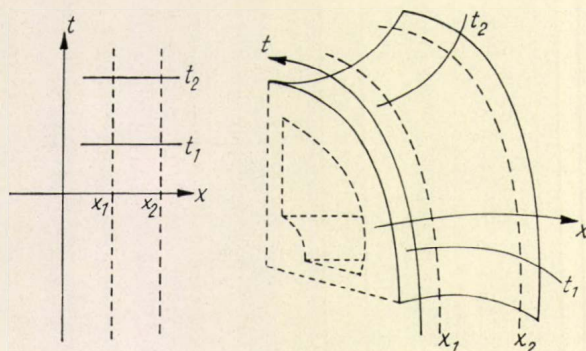
Egészében, mind a négy dimenziót „egyszerre” természetesen nem képzelhetjük el. Azonban jól ábrázolhatjuk már pl. az $y = z = 0$ metszetnek, az (x, t) kétdimenziós felületnek

$$ds^2 = dx^2 - \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) dt^2 \quad (6)$$

szerkezetét. Ha Φ zérus, az (x, t) sík közösleges Minkowski-sík, amelyben $ds^2 = dx^2 - dt^2$. A reális (x, t) sík tehát valamilyen kissé begörbített Minkowski-sík. (Itt vigyáznunk kell, nehogy félrevezessük magunkat. Általában magunk elé gondoljuk az (x, t) síkot, azután „belegörbítjük” a bennünket ténylegesen körülvevő tér harmadik

dimenziójába. Ezt az utóbbit azután rendszerint akaratlanul is az elképzelni kívánt négyestér y vagy z dimenziójával anonosítjuk. Pedig az (x, t) sík egyáltalán nem az y dimenzióba „görbül bele”, hiszen éppen azt a metszetet vizsgáljuk, amelyre $y = z = 0$.)

Az így előálló görbült felület egy darabját mutatja nagyjából a 2. ábra. Bal oldalt az egyszerű



2. ábra

Minkowski-sík megfelelő tartománya látható. A pontozott vonalak rögzített helyű tárgyak világ-vonalai. Jól látható az az érdekes tény, hogy a görbült felületen a „vízszintes” ($t = \text{const.}$) paramétervonalak különböző hosszúságú darabokat vágnak ki a két világvonalból: t^1 és t^2 közé az égitesthez közelebbi helyen kevesebb idő fér el mint távolabb.

Valóban (3) alapján rögzített x (azaz $dx = 0$) esetén $-ds^2 = d\tau^2 = \left[1 + \frac{2\Phi(x)}{c^2}\right] dt^2$, azonos dt mellett a $d\tau$ sajátidő az égitesthez közel kisebb, mint az égitesttől távol.

Ezen alapszik az általános relativitáselmélet talán legizgalmasabb és bennünket most elsősorban érdeklő jelensége, a gravitációs vöröseltolódás. Ezt tekintjük át az alábbiakban. Előbb azonban röviden említsük meg a téridő görbültségének, egy másik, ritkán emlegetett, de fontos következményét. Tartózkodjon a t^1 pillanatban két ikertestvér az x^2 helyen. Egyikük átmegy az x^1 helyre, ott hosszasan időzik, majd visszatér. A megérkezés időpontja legyen t^2 . Legyen az ott-tartózkodás időtartama, olyan nagy, hogy ahhoz képest az utazási idő elhanyagolható. Mit látunk? Az egyik testvér

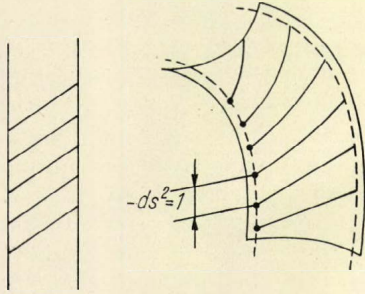
fölött $\tau_1 = \sqrt{1 + \frac{2\Phi(x_1)}{c^2}} (t_2 - t_1)$ sajátidő telt el,

a másik fölött $\tau_2 = \sqrt{1 + \frac{2\Phi(x_2)}{c^2}} (t_2 - t_1)$. Bár a két

testvér nyugodott egymás mellett, amelyik az égitesthez közelebb „nyaralt”, kevesebbet öregedett! Nem lassabban, mégis kevesebbet élt. Világvonala az elválás és viszontlátás között rövidebb, mint a másiké, noha távolságuk (a rövid oda-vissza szakaszokat nem tekintve) állandó, majdnem ugyanúgy, ahogy a 10. szélességi kör rövidebb, mint az

egyenlítő. Az eltérés természetesen nem nagy. A Cheops-piramis csúcsa fennállása óta egy század másodperccel öregedett többet, mint a sivatag.

Térjünk most rá a vöröseltolódás jelenségére.



3. ábra

Küldjön az x_1 helyen nyugvó megfigyelő saját-időegységként egy-egy fényjelet az x_2 hely felé. A harmadik ábrán leolvasható, hogy a fényvonalak, éppúgy, mint előbb a $t = \text{const.}$ szelők az x_2 világvonalon az egységnél nagyobb közöket hagynak. Lassúbb ütemben jelentkeznek, mint amilyen ütemben elindultak. Vigyünk most mindkét helyre azonos szerkezetű atomokat és gerjesszük őket sugárzásra. Mikor az x_1 helyen rezgő atomok fénye megérkezik az x_2 helyre, ott a vörös felé eltolódott, a helyi rezgésnél kisebb frekvenciával jelentkezik. Az x_2 helyen nyugvó megfigyelő esetleg úgy kívánja ezt a jelenséget megfogalmazni, hogy „a nagyobb gravitációs potenciálú helyen az atom lassabban rezeg, az óra lassabban jár”. A harmadik ábrán jól látszik, hogy nem így van, a frekvenciaeltolódás nem az emittáló atom helyén jön létre, hanem a fényjeleknek a görbült téridőn való áthaladása során. (Ha az x_2 helyről küldenének sugarakat x_1 felé, az x_1 helyen ibolyaeltolódást észlelnénk.)

Kövessük végig a jelenséget kvantitatíven is. Továbbra is az x -tengely mentén lezajló folyamatokra szorítkozhatunk. ($y = z = 0$). Rögzítsük az x_1, x_2 pontokat. Első kérdésünk: az x_1 -ből t_1 pillanatban indított fényjel milyen t_2 pillanatban ér x_2 -be. A fény terjedését (lásd (2)) a $ds^2 = 0$, vagyis

$$dx^2 - \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) dt^2 = 0, dx \sim \left(1 + \frac{\Phi(x)}{c^2}\right) dt$$

jellemzi. Ebből

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{1 + \frac{\Phi(x)}{c^2}} = t_2 - t_1 = k = \text{konstans},$$

nem függ az időtől. Rezegjen most egy atom az x_1 helyen sajátidőben mérve τ periódus-idővel. Ha két egymásra következő rezgés időpontja t_1 és $t'_1 = t_1 + \Delta t_1$, akkor (6) szerint $-ds^2 = \tau^2 =$

$$= \left(1 + \frac{2\Phi(x_1)}{c^2}\right) \Delta t_1^2,$$

$$\text{így } \Delta t_1 \cong \tau \left(1 - \frac{\Phi(x_1)}{c^2}\right).$$

Ezek a rezgések az x_2 pontba a $t_2 = t_1 + k$ ill. $t'_2 = t_2 + \Delta t_2 = t'_1 + k$ pillanatban érkeznek el, azaz

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 = \tau \left(1 - \frac{\Phi(x_1)}{c^2}\right),$$

másrészt Δt_2 -nek az x_2 helyen $\left(1 + \frac{\Phi(x_2)}{c^2}\right) \Delta t_2$

sajátidő felel meg. Tehát a viszonylagos periódus-időeltolódás az x_2 helyen:

$$\frac{\left(1 + \frac{\Phi(x_2)}{c^2}\right) \left(1 - \frac{\Phi(x_1)}{c^2}\right) \tau - \tau}{\tau} = \frac{\Phi(x_2) - \Phi(x_1)}{c^2} \quad (7)$$

Az égitestek körül kialakult téridő szerkezetét még tovább boncolhatnánk. Megemlíthetnénk pl. hogyha a lapultságtól eltekintünk is, a Nap egyenlítője és sugara egymással elosztva nem ad pontosan 2π -t stb. Értjük be azonban ennyivel és fordítsuk figyelmünket a mérési eredmények felé. A téridő szerkezetét az általános relativitáselmélet tárta fel, ezért azt is mondhatnánk, hogy tekintsük át az elmélet kísérleti bizonyítékait. Minthogy jelenleg elsősorban a vöröseltolódás érdekes a számunkra, a többire csak egészen röviden utalunk.

Mindenekelőtt leszögezhetjük, hogy az elmélet a newtoni mechanika valamennyi pozitív eredményét reprodukálta. Természetesen túl is ment rajtuk, és pedig a már ma is mérhető jelenségek körében maradván, elsősorban két ponton. A klasszikus égimechanika alapján a Merkurbolygó perihéliumának elfordulásából a többi bolygó hatásának figyelembevétele után is évszázadonként $41'24'' \pm 2'03''$ magyarázatlan marad. Ez az érték (a számítás szerint $42'83''$) a relativitáselméletből azonnal adódik. Másodszor: az elmélet előre látta, hogy a távoli csillagokról érkező s közvetlenül a Nap mellett elhaladó fénysugarak elgörbülnek. Az elgörbülés nagysága a számítás szerint $1'75''$, a mérési eredmények ($1'98'' \pm 0'12''$, $1'61'' \pm 0'30''$) ezzel is összhangban állnak. Amennyiben feltesszük, hogy a Nap vonzóereje a fényre is hat — bár ez a feltevés a fény klasszikus rezgéselméletétől tulajdonképpen idegen — akkor a klasszikus elméletben is fellép fénygörbülés. Értéke azonban csupán feleakkorának adódik, mint a relativitáselméletben.

A „nagy tét” miatt azonban még további bizonyítékokat érzünk szükségesnek. A fenti két eredmény nem kelti vitathatatlanul azt a benyomást, hogy a klasszikus fizika horizontján túlmutató megnyilvánulásokról van szó. Mindenképpen ezt kell azonban mondanunk a gravitációs vöröseltolódással kapcsolatban.

Érthető tehát, hogy ez a jelenség kezdettől fogva experimentum crucis-ként szerepelt. A kísér-

leti kimutathatóság kérdése azonban meglehetősen rosszul állt. Nyilvánvalónak tűnt, hogy csupán az univerzum olyan két helyének összehasonlítása kecsegtet eredménnyel, amelyek között a gravitációs potenciálkülönbség nagy. Az egyik pont, Földünk felszíne adva volt, ezért elsősorban valamilyen sűrű és hatalmas csillag színeképvonalai jöhettek szóba. A nagy hőmérsékletből s a csillag légkör örvényléséből származó Doppler-hatás azonban kíméletlenül elmossa a keresett jelenséget. A mesterséges holdak megjelenése nyomán új kilátás nyílt, nevezetesen arra, hogy olyan helyeket hasonlíthassunk össze, amelyek között a földi gravitáció potenciáljának különbsége viszonylag nagy. Ezek a remények azonban nem voltak túl vérmesek.

Érthető szenzációt keltett tehát, mikor elterjedt a bevezetőben már említett kísérlet híre: A három harwelli kutatónak sikerült Mössbauer módszerével itt, a Föld felszínén, egymás fölött kb. 10 méterre elhelyezkedő pontok között (!) a gravitációs vöröseltolódást kimutatni.

A mérési módszer alapjául a rezonancia-abszorpció jelensége szolgál. Minthogy a mérés elvének részletes leírását az olvasó ennek a számnak más helyén megtalálja, itt csak néhány megjegyzést teszünk. A téridő görbültségéből származó relatív frekvenciaeltolódás nagysága a kísérletben (7) alapján kiszámítva $\sim 10^{-14}$. A mérés során alkalmazott rezonancia vonal relatív szélessége $\sim 10^{-12}$ volt. A rezonancia-hely közelében a vonal eltolódását saját szélességének századrészével még jól ki lehetett mutatni.

A rezonancia kihasználására, mint ismeretes, az adott módot, hogy sikerült a sugárzó magot kristályrácsba beépíteni s ezzel a sugárzási visszalökődést megakadályozni. Ennek kapcsán az alábbi ellenvetés merülhet fel. A Föld gravitációs terében nyugvó, „megtámasztott” tárgyakat a „vonzóerő” deformálja, összenyomja. A deformált atommag kissé megváltozott frekvenciával sugározhat. Hogy a 10 m-rel magasabban rögzített mag nem pontosan ugyanolyan ütemben rezeg, mint a felszínen levő, annak egyszerűen az az oka, hogy 10 m-rel magasabban valamivel gyengébb a vonzóerő.

A következőket kell válaszolnunk. Ha egy ingát a Földről a Holdra vinnénk, ott egészen más ütemben lengene. Ennek azonban semmi köze nincs a gravitációs vöröseltolódáshoz, amely, mint láttuk, egyáltalán nem helyi jelenség. A kristályt megtámasztó erők szerepének kérdése jogos, azonban a válasz sem nehéz.* Ha a kísérletben szereplő

Fe^{57} mag szabad lenne, tehetetlenségi mozgást végezhetne a görbült téridőben, a laboratóriumhoz viszonyítva g gyorsulással megindulna lefelé. Gyors becslés céljából tegyük fel, hogy egyszerű elektromos ellenerő akadályozza ezt meg. Akkor ennek nagysága a $ZeE = Zmg$ egyenletből $eE = mg$ (m a nukleontömeg). 10 m-el magasabban g értéke $\sim 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm/sec}^2$ -el kisebb, az egyensúlyt biztosító eE erőre nézve ez $\Delta(eE) \approx 10^{-28} \text{ cm/sec}^2$ eltérést jelent. Az ennek hatására létrejövő Stark-effektus nagysága az atommagban peszsimista becslések szerint sem okoz $\Delta\nu \sim 10^{-12}$ -nél nagyobb abszolút frekvenciaeltolódást. Tehát a megtámasztó erőktől származó $\Delta\nu/\nu$ a kimutatott mellett elhanyagolható.

Röviden említsük még meg a következőt. Az ekvivalencia-elv felületes alkalmazásával némi joggal azt mondhatjuk, hogy ha egy forgó korongon együttmozgó koordináta-rendszert vezetünk be, ebben egy a középponttól kifelé növekvő gravitációs erőterről beszélhetünk.* Eszerint azt várhatjuk, hogy a korong széle és közepe között vöröseltolódás lép fel. Ez így is van, s a Mössbauer-módszerrel ezt is kimutatták. Valójában azonban helyesebb egyszerűen transzverzális Doppler-effektusról beszélni. Inerciarendszerben a korong forog, s kerületének mozgását a középpontból éppen oldalról látjuk. Az ekvivalencia-elv alkalmazása nem nagyon jogosult, hiszen a forgó rendszerben a „gravitációs tér” nem homogén, és semmiképpen sem szerencsés gravitációs vöröseltolódásról beszélni ott, ahol a téridő szerkezete igazában pszeudo-euklideszi. Mindamellet a kísérlet ebben a formában is jelentős, éppen azért, mert a transzverzális Doppler-jelenség kimutatása eddig csak nagy sebességek mellett, igen körülményesen sikerült.

Áttekintettük a téridő elméletének fejlődését Eötvös Loránd világhírű kísérletétől Cranshaw, Schiffer és Whitehead világhírű kísérletéig. Természetesen sok probléma még megoldásra vár, így elsősorban a kozmológia területén. Ezek talán még izgalmasabbnak ígérkeznek, mint a már megoldottak.

Befejezésül pedig legyen szabad megismételni egy ismert fizikus kijelentését a harwelli kísérlettel kapcsolatban: „Az általános relativitáselmélet új, döntő kísérleti igazolásának azok a fizikusok örülnek legjobban, akik számára az igazi bizonyíték nem a kísérlet, hanem az elmélet belső zárttsága és szépsége.”

Károlyházi Frigyes

* Megjegyezzük, hogyha a termikus vonalszélesedés el- lenére sikerülne a napról érkező sugárzás gravitációs vöröseltolódását kimutatni, ott ez a probléma fel sem merülne. Két ütközés között ugyanis a Nap légkörének atomjai szabadon esnek, a Nap „vonzóereje” egyáltalán nem deformálja őket.

* Az ilyen szóhasználatnál gravitációs erő teljes általános- ságban az illető rendszerben fellépő inerciaerőt jelenti. Ez pl. a hirtelen fékező vonat rendszerében előre irányul.

A rádióaktív csapadék kérdését időről időre újból át kell vizsgálni, tekintettel az esetleges káros következményekre és arra, hogy a nukleáris fegyverkísérleteket véglegesen még nem tiltották meg. Ez a közlemény főleg a rádióaktív stronciummal kíván foglalkozni: időszerűvé újabb megfigyelések teszik, melyek szerint a rádióstroncium és más izotópok lerakódása közelítőleg megduplázódott 1958 május óta. Ez hatással lesz az élelmiszerekre: az Angliában 1958-ban korán elhalt gyermekek csontjaiból vett minták az 1957-es értékekhez képest a Sr 90 koncentrációjának némi növekedését mutatják (I. I. táblázat), és nem kétséges, amint arra a Lancet c. folyóirat rámutat, hogy későbbi minták még több stronciumot tartalmaznának.

A csontokra vonatkozó jelenlegi és előrelátható adatokat vizsgálva nem elég a csontvázba épült Sr 90 koncentrációjának átlagértékével foglalkozni, fontosabb a maximális koncentráció nagysága a fertőzésnek leginkább kitett felnőttek, valamint a fiatal gyermekek csontjaiban. A Sr 90 táplálkozás során való bevitele 5–10-szerese lehet az egész világra vonatkozó átlagnak. A Sr 90 koncentrációja más és más a csontváz különböző csontjaiban sőt ugyanazon csont különböző részeiben: a rendszerint mintául választott csontok (tibia, femur) éppen viszonylag kisebb mennyiségeket tartalmaznak. Nem szabad továbbá elfeledkeznünk egyéb, csontokat kereső izotópokról sem, amilyen pl. a Sr 89.

Mielőtt ezekre a kérdésekre térnénk, a rádióaktív csapadékról szóljunk néhány szót.

Nukleáris robbanás után helyi jellegű és helyhez nem kötött, globális csapadék egyaránt fellép és a következőképpen osztályozható:

1. hasadási termékekben gazdag lokális és regionális csapadék,
2. globális csapadék az atmoszféra alsó feléből (a troposzférából) kilotonnás és megatonnás fegyverek nyomán, végül
3. globális csapadék az atmoszféra felső részéből (a sztratoszférából) megatonnás fegyverek nyomán.

Regionális csapadék. A robbanás után, a föld felszínén vagy ahhoz közel jelentkezik. A robbanás helye körül néhány ezer vagy néhány tízezer négyzetmérföld erősen szennyeződik, az érintett terület alakja attól függ, hogy különböző magasságokban milyen a szél. A nehezebb és alacsonyabban levő részecskék hullanak le először, ezek a rövid és hosszú életű hasadási termékek egész sorában igen gazdagok; a robbanás hatásának kitett személyeket a robbanás helyétől még száz mérföldre is veszélyes vagy halálos mértékű rádióaktív besugárzás érheti. Így pl. a szerencsétlenül járt Fukurya Marn japán halászhajóra, 1954 márciusában több órán keresztül esett erősen rádióaktív por, több mint 100 mérföldre a Bikini H-bomba robbantás színhelyétől. Valamennyi halász sugárzási égéseket szenvedett és súlyosan megbetegedett heveny su-

gárzási betegségben, egy Kuboyama nevű halász később meg is halt. A Csendes-Óceán hatalmas területei szennyeződtek rádióaktív porral, ebben kétségtelenül az óceáni áramlások is szerepet játszottak. A hatás nem maradt el a halakra, a planktonra s a szigetek növényvilágára sem, bizonyos maradandó következményekről is tudunk, amelyek vagy a rádióaktív lerakódás talajban való felhalmozódása, vagy génmutációk révén jöttek létre.

Globális troposzférikus csapadék kilotonnás fegyverek nyomán. Kisebb részecskékből áll, melyek szétoszlanak a légkör alsóbb részében és a Föld körül áramlanak, többnyire a kísérlet helyének megfelelő szélességi kör mentén. A törmelék viszonylag gyorsan leülepedik, a robbanás helyétől nagy távolságban elsősorban az esőzések közvetítésével. A csapadék fele 22 napon belül hull le, $\frac{9}{10}$ -ed része 11 héten belül, így viszonylag rövid élet-tartamú izotópok aktívak lehetnek még a lerakódás után is, növényi vagy állati szervezetekbe jutva. Ezért a biológiai veszély nem hanyagolható el a Sr 89 (felezési idő 53 nap, 1. később) sőt esetleg még a 131-es jódizotóp (felezési idő 8 nap) esetében sem, különösen nem túl távoli területeken. A pajzsmirigy szelektíven veszi fel és elraktározza a jódot. Lewis becslése szerint az USA-ban sok ember pajzsmirigyét éri a természetesnél egyszer vagy kétszer nagyobb sugárzás rádiójód révén, és véleménye szerint ez pajzsmirigyrákot okozhat. Hasonlóképpen esetleg egyéb csontkereső izotópok veszélyessége sem elhanyagolható, így pl. 1957-ben és 1958-ban a Milford Havenre hulló eső 10–30-szor annyi Cs-137-et tartalmazott, mint amennyi Sr 90-et.

Globális csapadék hatalmas nukleáris robbanások (ún. megatonnás bombák) nyomán. Az ilyen robbanások beszennyezik a troposzférát is, a porfelhő legnagyobb részét azonban 30 vagy még több km magasságba, a sztratoszférába vetik fel. A törmelék tartós áramlásba kezd a földgolyó körül, a különböző magasságokhoz tartozó koncentrációkról vagy a fellépő keveredésről azonban keveset tudunk, mivel a magaslégköri meteorológiai viszonyokra vonatkozó ismereteink hiányosak. Előfordul, hogy a törmelék visszatér az alsóbb légkörbe és lehull a földre. Nem teljesen tisztázott meteorológiai okok és a kísérleti helyek fekvése miatt a csapadék jelentősebb az északi szélesség 30°-a és 50°-a között és maximumot mutat tavasszal. Libby becslése szerint a törmelék egy vagy két év alatt egyenletesen eloszlik a sztratoszférában, s ugyancsak az ő számításai szerint átlagosan kb. 10 évig marad ott fenn. Machta szerint csak 5 évig.

Ma mindkét értéket túl nagyra tartják, s a sztratoszférikus törmelék átlagos „raktározási idejét” 3 évre becsülik. A rövidebb értékek megállapításánál az újabb esőzésekől és magaslégköri ballonok segítségével nyert adatokat is tekintetbe vettek. A légkörben való rövidebb tartózkodás

kodás azt jelenti, hogy a hasadási termékeknek kevesebb idejük van ott elbomlani, aktivitásuk a talajban és a testünkben ennek megfelelően nagyobb és hosszabb. A gyorsabb lecsapódás miatt a szervezetben gyorsabb a Sr 90 és más izotópok felhalmozódása és gyorsabb a maximális szint elérése, amelynél a bevétel, ill. a bomlás és a kiválasztás között egyensúly jön létre. Az Angliát érő csapadék legnagyobb része a H-bomba kísérletekből ered a kísérleti területek nagy távolsága miatt; a H-bombáktól és A-bombáktól származó csapadék viszonya Angliában nagyobb, mint az USA-ban. Ha a kísérleteket most beszüntetik, ez a viszony még nőni fog, mert a H-bombáktól származó rádióaktív törmelék legnagyobb részének még le kell jutnia a földre.

Rádióstroncium

A rádióstroncium azért érdemel különös figyelmet, mert az anyagcserében a kalciumot utánozza, azaz lerakódik és felhalmozódik a csontokban. Az emberi szervezetbe főleg a tejtermékek, zöldségek és gabonaművek közvetítésével jut el (növények → ember, illetve növények → tej → ember). A lerakódás következménye leukémia (fehérvérűség) vagy csonttrák lehet. A Sr 90 fizikai felezési ideje 28 év, biológiai felezési ideje azonban rövidebb a csontanyag állandó folyamatos kicserélődése miatt, különböző becslések alapján $7\frac{1}{2}$ – 11

év. Specifikus genetikus hatása nem igen van a rádióstronciumnak, minthogy igen könnyen elnyelődő β sugárzást bocsát ki. A stroncium-veszély elsősorban gyermekeknél jelentős, egyrészt azért, mert a gyermekek növekedésben levő csontjai a felnőtteknél nagyobb mértékben halmozak fel a káros izotópot, másrészt, mivel életük alatt az elszennvedett teljes sugárzásmennyiség nagyobb, végül harmadrészt azért, mert valószínűleg érzékenyebbek a β -sugárzással szemben, mint a felnőttek.

A csapadékokban egyéb csontkereső izotópok is jelen vannak, így stroncium 89, cirkonium 95 és cézium 137. Ezeknek általában nem szentelnek különösebb figyelmet, minthogy viszonylag rövid felezési idejük miatt halmozódó hatást nem fejtenek ki. Mindamellet ezek az izotópok jelen vannak az esővízben és olyan élelmiszerekben, amelyek nem mentek keresztül hosszabb ideig tartó tároláson, mégpedig a Sr 90-nél jóval nagyobb koncentrációban. Nem szabad róluk egészen megfeledkeznünk, különösen, ha a kísérletek folytatódna, minthogy időről időre való megjelenésük a légkörben járulékos — legfeljebb ingadozó — rádióaktivitást okoz az esővízben, a növényekben, a friss táplálékban, s így végül a csontsejtek részére is további besugárzást jelent.

Ezen túlmenően jelenleg az a helyzet, hogy a Sr 89 koncentrációja az esővízben és a hóban nem csökkent az 1958 októberében végrehajtott kísérlet óta eltelt néhány hónap alatt, annak ellenére,

hogy a Sr 89 53 napos felezési idővel bomlik. Ennek az az oka, hogy a bomlást kompenzálja a troposzféra hasadási termékeinek folyamatos pótlódása a sztratoszférából.

Sr 90 a földben és az esővízben. A kísérletek megkezdése óta lerakódott Sr 90 a talaj kb. 5–10 cm vastagságú legfelső rétegében gyűlt össze, mennyisége itt folyamatosan növekedett. Eloszlását a földkerekség legkülönbözőbb helyein az E. N. Sz. térképén láthatjuk. Milford Haven-nél a Sr 90 felhalmozódás nagysága kb. 1 mc (km²-ről (1954-ben) évi 2–3 mc/km² növekedéssel 1957 végén már kb. 9 mc/km²-re nőtt fel. 1958 tavaszán a lerakódás üteme kb. megkettőződött, a felhalmozódás nagysága négy hónap alatt 10 mc/km²-ről 13 mc/km²-re nőtt.

New York államban a lerakódás üteme évi 3-ról 4,5 mc/km²-re nőtt, 1956-ban a talaj aktivitása már 8,6–10,2 mc/km² volt, 1957 végén a megfelelő értékek 12,5–14 mc/km². A talaj Sr 90-tartalma Japánban és a Szovjetunióban akkora, mint Angliában és az USA-ban.

Sr 90 a táplálékban. Fő forrás a tej, a gabonafélék és a zöldség. A levegővel belélegzett mennyiség igen kicsi, s általában az ivóvízből származó járulékos szintén, minthogy az esővíz szennyeződésének legnagyobb része visszamarad a talajban, csak kis hányada jut el a tavakba, folyókba, víztározókba. Japán egyes vidékein azonban a lakosság nagy része közvetlenül esővizet használ ivás és főzés céljaira, a napi Sr 90-bevétel (23–26 egység) ilyen helyeken a Japánra vonatkozó átlag ötszöröse. Angliában az átlagos vegyes étrend mellett a napi Sr 90 bevétel fele a tejből s a maradék legnagyobb része zöldség- és gabonafélékből származik. Utóbbiak a Sr 90-et közvetlenül a levelekre hulló esővízből vagy a talajból a gyökereken keresztül veszik fel. A tej Sr 90-tartalma természetesen a szarvasmarhák által megemésztett szennyezett fűből vagy szénából származik. Szerencsére a kalcium javára megmutatkozó biológiai szétválasztás kapcsán a tej Sr 90 koncentrációja a takarmánynak a törtrésze. A tehén „szűrőként” hat a növény és az ember között. Az élelmiszerek Sr 90 tartalma tehát 1. a nukleáris kísérletek megkezdése óta halmozódó csapadékkal áll kapcsolatban, ebben az értelemben évről évre növekszik, és 2. megadott időben függ a csapadékképződés pillanatnyi mértékétől is (levelek szennyeződése.) Valószínűleg az előbbi a fontosabb.

A növények Sr 90 felvétele a gyökerek útján a talaj kalciumtartalmától, az esőzésektől és más összetett tényezőktől is függ, ezért vidékenként, sőt ugyanazon vidék különböző helyein is, más és más. Általában, minél erősebb az esőzés valamely szélesség mentén, annál nagyobb a talaj s az élelmiszerek Sr 90 tartalma. Ez az általános szabály többféle kiegészítésre szorul. Először: a sztratoszférából származó csapadék a 30., és 50. északi szélességi kör között a legintenzívebb s viszonylag kevesebb az egyenlítő felé. Másodszor: bizonyos növények, a Föld némely helyén sok kalciumot (és stronciumot) gyűjtenek össze a talajból,

olyan helyeken is, ahol a csapadék viszonylag csekély. Így Kulp és munkatársai beszámolnak az Amazon felső folyása mentén elszigetelten élő indián törzsek között végzett vizsgálatokról. Az itt élők elsősorban a yuca növényen keresztül jutnak kalciumhoz. Erről az derült ki, hogy a kalcium 1 grammjára vonatkoztatva 4—5-ször annyi Sr 90-et tartalmaz, mint amennyi az egész földre vonatkozó átlag, bár ezen a vidéken a csapadék jóval kevesebb, mint az északi szélességek mentén. Ezeknek az amerikai indiánoknak a csontjaiban a Sr 90-szint valószínűleg jóval magasabb az átlagos európai vagy amerikai szintnél. Harmadszor: a világkereskedelemnek kiegyenlítőhatása van az élelmiszerek szennyezettségének eloszlására, ez a hatás azonban kisebb a vidéki, mint a városi lakosság esetében. Kulp-nak és munkatársainak becslése szerint „valószínűtlen, hogy a világon bárki is tartósan olyan étrenden éljen, amelynek Sr 90-koncentrációja a teljes átlagot egy 20-as szorzónál jobban meghaladja”. Azonban az átlagos bevétel 5-, 10- vagy 20-szorosa, 5- 10- vagy 20-szor nagyobb koncentrációt jelent ezeknek az embereknek a csontvázában.

A felnőtt étrend átlagos Sr 90-tartalma Angliában 1957-ben a becslések szerint napi 6,5 mikrocurie. Azóta majdnem bizonyosan nőtt a csapadék képződésének fokozódása és a további felhasználódás folytán. Az átlagos felnőtt étrend Sr 90 tartalmának évi változásaira — 1953 óta — vonatkozó becslések az USA-ban és Nyugat-Európában a következő viszonylagos évi koncentrációkat mutatták: 1953-ban, 0,4 mikromikrocurie per gramm kalcium; 1954-ben, 1,6; 1955-ben, 3,6; 1956-ban 5,1 és 1957-ben 6,5. Figyelemre méltó a fokozatos növekedés az egymást követő években.

A fenti számértékek átlagértékek. Jelentős eltérésekkel kell számolnunk még pl. Anglián belül is, ahol a tej a Sr 90 legfőbb forrása. Így a tej rádióaktivitása a brit szigetek északi és nyugati részein nagyobbak bizonyult, mint a keleti és déli részeken s valóban az előbbiekre jellemzőek a csontokban mért Sr 90 koncentráció legnagyobb értékei: A Cardigan, Merioneth, Devon, Cumberland, Westmorland, Durham és Argyll hegyi gazdaságaiból származó tej 10—33 mikromikrocurie per gramm kalcium Sr 90-et (stronciumegységet) tartalmazott, szemben a más területekre vonatkozó 5—6 egységgel. Az USA-ban a tej átlagos Sr 90-tartalma 8,2 egység, azonban ez az érték is változik területenként. A legnagyobb koncentrációértékek ötszörösei voltak az átlagnak: Kentucky egyes helyein az átlag kétszeresét, Dakota egy részében 3—5-szörösét mérték.

Csecsemők. Csecsemőknél más a helyzet. A testsúly egy kg-jára eső Sr 90 bevétel sokkal nagyobb, mint a felnőtteknél, minthogy a tápláléknak és a kalciumnak egyaránt csaknem kizárólag a tej a forrása, a növekedéshez pedig sok tej kell. Így pl. egy túlnyomórészt tehéntejen élő 6—12 hónapos gyermek Sr 90 bevétele arányítva 5—10-szer nagyobb az átlagos felnőtténél Angliá-

ban. Még ennél is nagyobb, a megfelelő arányban, az olyan gyermekek Sr 90 bevétele, akik Wales, Devon és Észak-Anglia gazdaságainak az átlagosnál 2—6-szor magasabb Sr 90 szintű tejét fogyasztják.

Rizs- és kukoricafoogyasztó vidékek. Ázsia, Afrika és Dél-Amerika számos területén a gabona- és zöldségfélék képezik a táplálék fő részét és a kalcium fő forrását. Az élelmiszerek Sr 90 koncentrációja, ill. tartalma itt valószínűleg sokkal magasabb, mint Európában és Észak-Amerikában, minthogy a Sr 90 a talajból közvetlenül jut a táplálékba, a szarvasmarhának mint „szűrőnek” közbeiktatása nélkül. Így Japánban 1957-ben a barna rizs Sr 90 koncentrációja 154 egység volt, a fehér rizs 49 egység, szemben a tejre vonatkozó 5—6 egységgel Európában és Észak-Amerikában.

Rádióstroncium az emberi csontokban. A Sr 90 testidegen; koncentrációja az emberi csontban csak az utóbbi néhány esztendő alatt nőtt meg, fokozatosan és progresszíven, a legmagasabb szintet a gyermekekben érve el. Az idevágó mérések adataiból becsülhetjük meg az élettani veszélyeket, ez azonban nem egyszerű, mivel (1) a koncentráció-értékek növekednek és még nincsenek egyensúlyban a környezettel, (2) az eloszlás egyenlőtlen a különböző csontok, sőt ugyanazon csont különböző részei között.

I. táblázat

Sr 90 az emberi csontban Angliában
Az adatok stronciumegységekben (mikromikrocurie per gramm kalcium) értendőek, a zárójelben a megvizsgált csontminták száma áll

Korcsoport	1955	1956	1957	1958 (márciusig)
Halvaszületettek átlag maximum		0,44 (5) 0,8	0,58 (40) 1,1 4 > 1	0,56 (30) 0,9
2 hetes—6 hónapos átlag maximum		0,73(10) 1,3 4 > 1	1,22 (24) 3,2 14 > 1, 3 > 2	0,97 (11) 2,0 6 > 1
6 hónapos—5 éves átlag maximum	1,2 (1)	0,81(14) 1,55 3 > 1	1,1 (20) 2,4 9 > 1	1,48 (15) 3,1 10 > 1, 5 > 2
5—19 éves átlag maximum	0,31 (3) 0,57	0,25(12) 0,38	0,49 (18) 0,75	0,66 (12) 1,7 2 > 1
20 éves átlag maximum	0,11 (6) 0,2	0,11 (5) 0,28	0,11 (4) 0,2	0,05 (1)

Az I. táblázat az Angliára vonatkozó értékeket tünteti fel. A felnőtteket kivéve, valamennyi csoportban az 1957-es és 1958-as szintek jóval maga-

sabbak az 1955-ös és 1956-os szinteknél. A legmagasabb értékek a 2 héttől 5 éves korig terjedő korcsoportban találhatók, amint az várható, hiszen, mint láttuk a kisgyermekek viszonylag sok tehéntejet fogyasztanak, másrészt a Sr 90-nek módja van közvetlenül az új csontok képződése során (ami a kisgyermekekben a legjelentősebb) lerakódni. A felnőttekben a Sr 90 lerakódása csupán a kalciumnak a csontvázon keresztül történő folyamatos, de lassú körforgásával kapcsolatos.

1958 elején a 6 hónaptól 5 évig terjedő korcsoportban az átlagos Sr 90 szint 1,5 volt, de a 2 vagy magasabb értékek sem ritkák (15 közül 5 esetben). 1957-ben és 1958-ban némelyik gyerekben még 3 egységnél magasabb szintek is előfordultak. Ezek az értékek a csapadékképződés 1954 májusában bekövetkezett meggyorsulása előtti időszakra vonatkoznak, későbbi mintavételek valószínűleg visszatükröznék a változást. A csontvázon belül az átlag- és maximumértékek valószínűleg magasabbak, mint a hosszú csontok (rendszerint a femur) vizsgálata alapján várnánk, minthogy a Sr 90 szint nagyobb a hosszú csontok epifízis alatti növekvő végeiben, mint a szárában. Erre utal néhány különálló vizsgálat, valamint Morgan és Wilkins részletes analízise, amelynek egy egyéves bárány csontjait vetették alá (1959). Azt találták, hogy a koncentráció a hosszú csontok közepe táján minimális, a szár két vége felé nagyobb és az epifízis alatti rétegben a legnagyobb, ahol a növekvő emlősökben a legfrissebben képződött csontsejtek foglalnak helyet.

A csontvázban a maximális érték felnőtteknél majdnem bizonyosan nagyobb, mint a mintavételek adatai. Kulp, Schulert és Hodges ugyanis azt találták (1959), hogy a Sr 90 eloszlása felnőttekben nem egyenletes: legnagyobb a szivacsos csontokban, pl. csigolyákban és legkisebb a kemény, tömör csontokban, amelyen pl. a femur, előbbieken a koncentráció átlagosan 3,6-szor nagyobb, mint az utóbbiban. Ez a tény a világ más részeiről származó adatok szempontjából is jelentős, mint-hogy a közölt adatok legtöbbször a tibia vagy a femur szolgált mintavétel alapjául. A táblázat adatait ezen az alapon korrigálva a leginkább érintett csontokra adódó érték Angliában, felnőtteknél általában 0,5—1,0 egység.

Az Egyesült Nemzetek Tudományos Bizottságának jelentése szerint (1958) hasonló értékekkel kell számolnunk az északi szélességek más országai-ban is. Az 5 éven aluliak csontjaiban legnagyobb a koncentráció; 1956-ban és 1957-ben Kanadában ebben a korcsoportban az átlagérték 2,1 stroncium-egység volt, a Szovjetunióban 2,3 egység. Japánban meglepő módon a legmagasabb értékeket (4,6) a halvaszületett csecsemőkben találták. Kulpnak és munkatársainak újabb összefoglaló vizsgálatai (1959) nagyjából megegyeznek az angliai észlelésekkel és az E. N. B. jelentésével. Szélesebb körű adatokra lenne azonban szükség, különösen az olyan vidékekről, amelyeken a rizs vagy a kukorica a fő táplálék.

Az Sr 89 viszonylag rövid felezési ideje lecsök-kenti ugyan ennek az izotópnak a veszélyességét, de azért a Sr 90-éhez viszonyított koncentrációját az esővízben és az élelemben, valamint lerakódásának folyamatosságát figyelemmel kell kísérnünk. A kísérleti területektől távolfekvő Angliában Milford Haven-nél 1957 és 1958 során az esővíz 10—20-szor annyi Sr 89-et tartalmazott, mint Sr 90-et, a Sr 89/Sr 90 viszony alkalmanként 40—50-re is felnőtt. Ugyanez a viszony a tejben a 25-öt is elérte. Hogy ez az izotóp valóban eléri az emberi csontot, az kitűnik Bryantnak és munkatársainak adataiból (II. táblázat). Az egymásra

II. táblázat

Sr 90-, Sr 89-tartalom a csontban Angliában 1957-ben stroncium egységben

	Sr 90	Sr 89	Sr 90 Sr 89	Csont- minták száma
Halvaszületettek átlag	0,62	2,8	3,4	26
max.	1,1	10,0	10,8	
jelenlegi max. veszély index			4,5	
2 hetes—6 hónapos átlag	1,4	2,7	4,1	14
max.	3,2	11,0	14,1	
max. veszély index ...			7,3	
6 hónapos—5 éves átlag	1,2	1,6	2,8	17
max.	2,4	8,0	9,4	
max. veszély index ...			5,2	
5—19 éves átlag.....	0,5	0,55	1,06	9
max.	0,75	1,0	1,3	
max. veszély index ...			1,8	

következő korcsoportban (halvaszületettek, 2-hét 6 hónap, 6 hónap—5 év, 5—19 év életkorúak) az átlagos Sr 89 tartalom rendre 2,8, 2,7, 1,6, és 0,55 egység volt, tekintélyes szórással, rendre 1,0-tól 10,0-ig, 0,5-től 11,0-ig, 1,0-től 8,0-ig és 0,5-től 1,0-ig. Hasonló értékeket jelentettek Kanadából.

A Sr 90-nel ellentétben ezek az adatok nem hosszú időkre érvényes koncentrációkat jelleme-znek, nem nagyon mondanak többet annál, hogy mennyi Sr 89 volt jelen a halál időpontjában. Az élő csontvázban a szint valószínűleg ingadozik, mégpedig minden bizonnyal a csapadékképződés gyorsaságának, nem pedig a felhalmozódott csapa-dék mennyiségének megfelelően. Ezt az elképze-lést támogatják — különösen az 5 évnél fiatalab-bak korcsoportjában — az erős szórást mutató érté-kek. Valószínű, hogy a kísérletek helyének közelé-ben a csapadék és a csont Sr 89-tartalma nagyobb, mint Angliában.

Hogy a Sr 89 veszélyességét megbecsülhessük, az ingadozó szintnek legalább az átlagértékét ismer-

nünk kell a csontban. Az egyes egyedekre vonatkozóan a halál időpontjában érvényes adatból nem tudunk következtetést levonni, ésszerűnek látszik azonban a különböző korcsoportok átlagos Sr 89-szintjét használni az egyes csontvázak átlagos koncentrációjának jellemzésére a megfelelő időszakokra vonatkozólag. Különösen az 5 évnél fiatalabbaknál feltüntetett átlagértékek, 1,6—2,8, jelentősek, minthogy a Sr 90 átlagértékénél magasabbak. Ezek a becslések valószínűleg nagyon mértéktartóak, mivel nem veszik tekintetbe azt, hogy a rádióstroncium koncentrációja viszonylag nagy a gyerekek csontjainak növekvő végeiben és a felnőttek szivacsos csontjaiban.

A rádióstroncium összes mennyisége a csontban. A II. táblázat 3. oszlopának adatai a jelenlegi teljes rádióstroncium-szintet mutatják, a csontokra vonatkozó 1957-es szinteknek és annak a feltevésnek az alapján, hogy a kísérletek tovább folytatódhatnak. Az egész népesség átlagos veszélyeztetettségét az átlagos Sr 90- és az átlagos Sr 89-szint összege jellemzi; a különböző korcsoportokra így adódó értékek 3,4, 4,1, 2,8, 1,06 Sr egység. A jelenlegi maximális veszélyességet, aminek az egyes korcsoportok leginkább érintett rétegei vannak kitéve, reálisan úgy jellemezhetjük, hogy az átlagos Sr 89 szint értékét hozzáadjuk a maximális Sr 90-szinthez, az így kapott értékek rendre 4,5, 7,3, 5, 5,2 és 1,8 stroncium egység. Esetleg itt azt az ellenvetést lehet tenni, hogy az így kapott becslések túl óvatosak, tekintettel arra, hogy nem ismerjük a Sr 89 szint ingadozását a kísérletek éveit alatt, ezért a jelenlegi maximális veszélyességet a maximális Sr 90 és maximális Sr 89 szint összegével is jellemezhetjük. Ezek az értékek a négy korcsoportban rendre 10,8, 14,1, 9,4 és 1,3 egység. (II. táblázat.)

Minthogy a Sr 89 szint a csontban valószínűleg nagyobb a kísérleti helyek közelében (pl. az USA-ban, Szibériában, Ausztráliában), a teljes rádióstroncium-veszély is valószínűleg nagyobb ezeken a vidékeken.

A rádióstroncium-szint későbbi alakulása a csontokban. Ez fontos kérdés, azonban nehéz megválaszolni a sok ismeretlen tényező miatt, amelyek közül a legfontosabb, hogy a kísérletek folytatódhatnak-e vagy nem. Az emberi szervezet Sr 90 megterhelését a jövőben nemrégiben Kulp, Schullert és Hodges becsülték meg (1959), annak a feltevésnek az alapján, hogy 1958 után további nukleáris robbantásra nem kerül sor. Számításaik szerint az átlagos Sr 90 felvétel a táplálékon keresztül, az egész világra vonatkoztatva, kb. 1966-ban maximumot ér el, ennek értéke 17 stroncium egység lesz. Az ő előrejelzésük értelmében „1966-ban átlagosan az egész világon a fiatal gyermekek csontjaiban a Sr 90 koncentrációja kb. 4 egység lesz; kb. 10%-uknál 8 egység, 1%-nál 10 egység; 80 egységnél magasabb szint nem fog előfordulni”. Itt a magasabb szintek közelebb kerülnek, mint a korábbi jóslásoknál.

Ezek a becslések valószínűleg elég megbízhatóak azokra az európaiakra és észak-amerikaiakra vonat-

kozólag, akik főként a tejen és tejtermékeken keresztül kapják a Sr 90-et, a rizs- és kukorica-fogyasztó vidékekre vonatkozóan azonban kevésbé. Helyszűke miatt részletes kritika helyett a következő észrevételekre szorítkozunk: 1. az utóbbi területekről származó csontminták száma csekély, a becslések figyelmen kívül hagyták a viszonylagos népsűrűséget ezeknek az adatoknak a súlyozásánál; 2. kevés csontminta származik olyan területekről, ahol a táplálék útján történő Sr 90 felvétel különösen nagy a viszonylag sűrű helyi esőzések, öntözéses gazdálkodás vagy egyéb speciális okok miatt.

Az E. N. Sz. Tudományos Bizottságának jelentése külön-külön tartalmaz becsléseket a lakosság két, ti. a kalciumot (és így a Sr 90-et) a tej és tejtermékek útján, illetve rizsen keresztül felvevő részére vonatkozóan. A számításokat háromféleképpen is elvégezték (III. táblázat): 1. feltéve,

III. táblázat

	Várható átlagos Sr 90 koncentráció a csontban (Stroncium egységekben) éspedig (a) tejfogyasztó, (b) rizsfogyasztó területen	
Ha a kísérleteket megszüntetik 1958 végéig	(a) 2,3	(b) 14
Ha folytatják		
a) úgy hogy a csapadékképződés jelenlegi sebessége fennmarad	19	107
b) úgy mint 1954 és 1958 között	40	240

hogy a kísérleteket 1958 végéig beszüntetik, a Sr 90 átlagos szintje a csontokban az elkövetkező 70 év alatt 2,3, ill. 14 stronciumegység lesz. 2. Ha a kísérletek folytatódhatnak, éspedig olyan mértékben, hogy a csapadékképződés mai gyorsasága tartós marad, a Sr 90-szint esetleg (kb. 100 éven belül) egyensúlyba jut a környezettel és eléri a 19, ill. 107 egységet a tej-, ill. rizsfogyasztó területeken. 3. Ha a kísérletek rendszertelenül folytatódhatnak, mint 1954 és 1958 között, a Sr 90-szint a kétféle népességre vonatkozóan 40, ill. 243 egységet is elérhet. Ezeket a becsléseket az MRC (Medical Research Council) bizottsága is megerősítette.

Biológiai veszélyek

A leukémia és a csonttrák keletkezésének veszélyét csak akkor tudjuk felmérni, ha (1) tudjuk a matematikai kapcsolatot a csont és a csontvelő besugárzásának dózisa, és a rosszindulatú sejtváltozás valószínűsége között; különösképpen pedig azt, hogy létezik-e egy meghatározott minimális vagy küszöbérték a besugárzás nagyságára vonatkozóan, amely alatt rosszindulatú elváltozás nem lép fel, és (2) megbecsüljük a csont, ill.

csontvelő sejtjeit érő besugárzás dózisát a lerakódott rádióaktív anyagra vonatkozó adatok alapján.

Az idő kétféleképpen játszik bele a kérdésbe. Hosszabb idő azt jelenti, hogy a sejtek hosszabb ideig vannak kitéve a sugárzásnak, utóbbinak a hatása halmozódik. Másrészt a megbetegedés esélye nő, hiszen 5, 10 vagy 20 év is eltelhet, mielőtt a leukémia vagy a rák kifejlődik.

A küszöb létezésének kérdése alapvető. Ha van olyan minimális sugárdózis, amely alatt rosszindulatú elváltozás nem lép fel, akkor leukémiás vagy rákos megbetegedések egyáltalán nem vagy csak kis mértékben várhatók. Ha viszont nincs ilyen küszöb, akkor az egy adott népcsoporton belül előforduló esetek száma egyenes vagy más arányban áll a csontot, ill. csontvelőt érő besugárzás dózisával. Ez a probléma még eldöntetlen, azonban több kutató hajlik arra a következtetésre, hogy nincs küszöb. Így pl. Lewis megvizsgálta a leukémia felléptének gyakoriságát Hirosimában olyan személyek csontjaiban, akiket a sugárzás a robbanás hipocentrumától különböző távolságokban ért, az utóbbi adatot használva a sugárdózis jellemzésére, és nem talált küszöböt. Az E. N. Sz. Tudományos Bizottsága felülvizsgálta ezt az anyagot és arra a következtetésre jutott, hogy a leukémia keltésére nézve a küszöbérték létezése elképzelhető. Ugyancsak a küszöb létezésének kétséges voltát mutatják Court—Brown és Doll adatai; ők olyan személyeken vizsgálták a leukémia felléptét, akik Bechterew-kór ellen röntgenkezelésben részesültek. A leukémia előfordulása és a sugárdózis közötti viszonyt görbe vonal ábrázolta; a görbe legelső szakaszát egyaránt lehetett az origón keresztül vagy azt elkerülve folytatni; ez a szakasz arra engedett következtetni, hogy az új leukémia megbetegedések száma = 0,6 eset évenként, millió személyenként és a gerincevelőt ért röntgenekvivalens dózis egységeként. Bizonyosság hiányában leghelyesebb feltenni, hogy nincs küszöb, és hogy további sugárdózisok mindig további leukémiás eseteket idéznek elő.

A második kérdés a csontvelőt és a csontsejteket ért sugárzás átlagos dózisának kiszámítását érinti, a lerakódott rádióstroncium mennyiségének alapján. Ez a kérdés is bonyolult. Az E. N. Sz. Tudományos Bizottságának számítása szerint ez a dózis 2,5 milli-röntgen ekvivalens egység évenként 1 stroncium egységre vonatkoztatva. A jelentés szerint a lerakódott Sr 90-től származó dózis kisebb a csontvelőben, mint a csontban; feltehető, hogy 1 stronciumegység a csontvelőben átlagosan évenként 1 milli-r. e. e. (szórás 0,5-től 2,0-ig) nagyságú besugárzást eredményez, ezt a feltevést azonban közelebbről meg kell vizsgálni Engstrom és társai munkája alapján (l. lentebb). Feltéve, hogy a leukémiára vonatkozóan nincs sugárzásküszöb, az E. N. Sz. szerint az előfordulás gyakorisága millió személyenként 1,5 leukémiás eset per r. e. e, ez 52 esetnek felel meg, ha az átlagos maradék életkort 35 évnek vesszük.

Ezeknek az adatoknak az alapján az E. N. Sz. B. megbecsülte a járulékos leukémiás megbetegedé-

sek várható számát. (IV. táblázat). Ha a kísérletek megszűnnek 1958 végéig, akkor évenként 400—2000 járulékos új leukémiás megbetegedésre számíthatunk (0,25—1,3% növekedés); ha a kísérletek rendszertelenül folytatódnak, az értékek végül is évenként 5000—60 000 további esetig nőhetnek fel (2—24% növekedés).

IV. táblázat

A nukleáris robbantások nyomán keletkező leukémiás esetek várható száma. Feltesszük, hogy nincs sugárzási küszöb

	A Föld képesége (milliókban)	Természetes leukémiás esetek évenként		Járulékos esetek száma évenként a szennyeződések folytán
		összes	természetes sugárzás nyomán	
1. 1958 végéig a kísérleteket be-szüntetik.....	3000	150 000	15 000	400—2000
2. A kísérleteket rendszertelenül folytatják	5000	250 000	25 000	5000—60000

Ezek a becslések a csontvelőt érő dózisok átlagértékein alapulnak, tehát azon a feltevésen, hogy egy kiszemelt egyénben a csontvelő valamennyi sejtje körülbelül egyforma nagy besugárzásnak van kitéve. Azonban, ha a Sr 90 egyenetlenül oszlik el a csontvázban, akkor a csontváz és a csontvelő egyes részei különböző mértékű besugárzást kaphatnak; ez pedig fontos, mivel valószínű, hogy a leukémia a vörös csontvelő leginkább érintett fókuszaiban keletkezik. Az általános problémát ebből a szempontból Engstrom és munkatársai vizsgálták meg (1958), azt a jól ismert tényt hangsúlyozva, hogy a Sr 90 makroszkopikus és mikroszkopikus növekedési zónákban koncentráliódik, és szelektíven válik ki az új csontlemezekben, különösen üreges csontokban. Ily módon nagy izotóp-koncentrációjú mikroszkopikus fókuszok keletkeznek, ezeket a szerzők találóan „melegpontoknak” nevezik. Alkalmas geometriai modellt használva, amely az üreges csontot utánozza, kiszámították, hogy a legnagyobb besugárzás dózisok a vörös csontvelőnek (ennek legnagyobb része az üreges csontokban foglal helyet) az egyes csontlemezekhez legközelebb eső részeit érik, továbbá, hogy a vörös csontvelő sejteknek kb. 10%-a részesül maximális vagy közel maximális besugárzásban. Az utóbbi kb. 10-szerese az átlagos (egyenletes eloszlásból számított) értéknek. Ez még nem minden: ha tekintetbe vesszük a csontváz különböző részei között fennálló nagy koncentráció-eltéréseket (a szivacsos csontok Sr 90 koncentrációja 3—5-ször nagyobb, mint a hosszú csontoké), a csontvelő egyes részeit érő besugárzásra kapott érték tovább nő, és az átlagos (egyenletes eloszlásból számított) érték 30—50-szeresét is eléri.

Engstrom és társai számításait azzal az adattal is összevetik, amelyeket a Nemzetközi Sugár-

zásvédelmi Bizottság a Sr 90-nek foglalkozásuk folytán kitett személyek maximális megengedhető megterhelésére vonatkozóan ajánl (1955); ezt az értéket szerintük a 10%-ára kell redukálni (0,1 μ c-re 1,0 μ c helyett)*. Ezzel szemben 1956-ban az MRC (Medical Research Council) bizottsága azt javasolta, hogy a teljes népességre vonatkoztatva „a legnagyobb megengedhető Sr 90 koncentráció (a csontban) ne haladhassa meg a 100 μ μ c per gramm kalcium értéket, egytizedét annak a szintnek, amely a kivételesen érintett személyek számára elfogadható”. Így a Sr 90-nek foglalkozásuknál fogva kitett személyekre vonatkozó, Engstrom és társai által ajánlott felső határ megegyezik az MRC Bizottság által az egész népességre vonatkozólag (beleértve a gyerekeket) javasolt felső határral. Mindkettő nyilván nem lehet helyes, és ha az előbbi elegendő támogatást kap, az utóbbi módosítandó.

* Az emberi testre vonatkoztatott 1 μ c megterhelés a csontban kb. 1000 stroncium egység koncentrációval ekvivalens.

Végül egy pár szó a csonttrák veszélyéről. Nehéz idevágó becslést végezni, az E. N. Sz. Tudományos Bizottságának igen mértéktartó feltevései alapján (hogy ti. küszöb nem létezik, továbbá, hogy a természetes esetek 10%-a a természetes sugárzás következménye) azonban a következőt mondhatjuk: (1) ha a kísérleteket 1958-ban beszüntetik, akkor évi járulékos 70—900 esettel kellene számolnunk, (2) a kísérletek tartós folytatása esetén ez a szám évi 1000—25 000-re nőhet fel.

Az emberiség éppen eleget szenved sokféle kórtól és bajtól, akkor is ha ezeket nem szaporítjuk, és az orvosokra sok munka hárul. A megelőzés változatlanul hasznosabb, mint a gyógyítás. Minél előbb, annál jobb, a népek kölcsönös megértésének és jóindulatának felül kell kerekedni és biztosítani, hogy több nukleáris robbantás ne történjék.

S. Smith

(Jelen közlemény a TMV. „Scientific World” c. lapjának 1959-es évfolyamában jelent meg. Magyarra fordította Károlyházy Frigyes.)

Reális kristályok szerkezete

Az 1912—14. években a kolozsvári egyetemi fizikai intézetben Tangl Károly már évek óta katódelporlasztással vékony platina rétegeket vitt rá gumicsövekre és ezeket vízbe süllyesztve mérte a szilárd test és a folyadék határán fellépő felületi feszültséget Pt és víz között.* A berendezést felhasználva Pogány Béla vékony Pt (utána későbbben ezüst és vas) rétegeket állított elő és ezeknek mérte az elektromos ellenállását. Tangl-nál a mérések célja az volt, hogy vizsgálván a Pt-víz felületi feszültségének a függését a rétegvastagságtól, remélte, hogy a molekuláris erők hatótávolságát tudja meghatározni. Pogány azt vizsgálta, hogy a normális anyagra jellemző specifikus ellenállás milyen vékony rétegvastagságoknál vesz fel a normálistól eltérő értékeket. Kaptak is bizonyos kritikus rétegvastagságokat. Természetesen sok technikai nehézség lépett fel, ami sok fejtorésre is és találgatásra adott okot.

Ebben az időben ilyen módon próbálkoztak fizikusok az atomi méretű világban kvantitatív adatokhoz jutni. Nagy lépést jelentett Lauenak az a felfedezése, hogy a kristályszerkezet alkotta természetes rácsoalkalmasak röntgensugarak elhajlítására és ezekből az adatokból szintén számszerű értékeket lehetett kapni a kristály részecskéi közötti távolságokról. Az akkori fizikus szemlélődésre viszont jellemző, hogy nem tudtuk, hogy az említett vékony rétegek kristályosak-e vagy sem. A Tangl Pt-rétegein nem lehetett semmit látni, mert ez érdes felületű gumicsövekre volt lecsapva, de a Pogány rétegein egyenes-vonalú repedések voltak. Megmutattuk a rétegeket az ásvány-

tani intézetben Balog Ernő akkori magántanárának, de mikroszkóp alatt megnézve sem volt benne biztos, hogy a rétegek kristályosak. Ma ezt a kezdő hallgatók is tudják. Az ilyen rétegek kristályos gócainak a kialakulásáról ma már igen finom mozzanatokat mutató fotográfiai felvételek készülnek. De azóta ötven év telt el. Az első világháború után, amikor megindult a Zeitschrift für Physik, ennek hasábjain olvastam, hogy a Pogány-féle értékek egészen mások lesznek, ha a rétegeket az előállításuk után — mai kifejezéssel — temperáljuk, azaz különböző hőmérsékleten való kezelésnek vetjük alá.

Ugyanebben az időben a Pohl-féle intézetben egy kedélyes esti poharazás közben Pohl lakásteraszán tette Hilsch azt a megjegyzést, hogy senki sem érti, hogy mit jelentenek a színezett alkáli-halogenideken mért abszorpciós görbék, mire igen helyeselte Pohl azt a megjegyzést, hogy végső fokon a *szilárd testeknek* bizonyos tulajdonságairól van szó és a szilárd test ismerete mindig jelentős lesz. (Akkor hangzott el először a ma már közhasználatú „szilárd testek fizikája” kifejezés.) Ebben az időben dolgozta ki Kyropoulos a ma ismert kristályosító eljárását és nagy érdeklődéssel néztük az első gombaalakú kristályokat, kevéssel utána már mindenkinek kellett a saját vizsgálatához kristályokat termelni az állandóan működésben levő kályhával. Körülbelül ugyanezen időben jelent meg Smekálnak a nagy dolgozata,* amelyben a kristályokban fellépő hibás helyekről — laza ionokról (Locker-Ionen) — beszélt. Smekálnak ez a kifejezése szenzációt keltett, mert még az

* Handbuch der experimentellen Physik VI. kötet, 259. o. 1928.

* A. Smekal Zeitsch. f. Techn. Physik 7. sz. S 536. 1926. és Handbuch der Physik 13. 397. 1928.

volt az általános felfogás, hogy a kristályok tökéletes elrendezésű atomáris szerkezetek. A Hartlyval Szegeden 1928-ban végzett kísérletem, amelyet ma sűrűn idéznek, szintén egyik pregnáns bizonyítéka volt a reális kristályok két nevezetes hibahelyének a diszlokációk és a vacancy-k kölcsönhatásának.

Ma már ezeknek a kérdéseknek óriási irodalma van, sőt a kristályfizika bekerült az egyetemi tananyagba is. Valójában fizikai szemléletünknek nagy fejlődéséről van szó, amely sok drámai mozzanaton keresztül alakult ki. Ma már tudjuk, hogy a kristályhiba nem csak hiba, hanem egy új struktúra is, amely minőségileg jellemző az anyakristály struktúrájára, új tulajdonságokat jelent, amiknek igen nagy gyakorlati jelentősége is van.

Ez a felismerés képezi az alapját a mai intenzív szilárdtestfizikai kutatásoknak, amelyekben a reális kristályok vizsgálata került előtérbe. Egészen külön ágát képezi a szilárdtestfizikának a kristály-növekedés és kristálymagképződés vizsgálata.

Két-három évtized alatt új tudományágak

fejlődtek ki: kristályfizika, kristálykémia, fémek, ötvözetek fizikája, röntgen és elektron diffrakciós módszereket használó anyagszerkezeti analízisek stb.

A fejlődés óriási ütemű. A vizsgálatok igen széles körben folynak. Példaként megemlíthető, hogy egy speciális alakban való kristályosodást — tűkristályok képződése — éppen csak sejthető gyakorlati fontossága miatt a kutatók serege tanulmányozza és a közlemények százaai jelennek meg e témakörben.

Pár történeti mozzanatra mutattam rá, szemléltetve ezek mögött fizikai szemléletünk elmélyedését. A Szemle szerkesztősege tudatában ezen kérdések fontosságának, éppen mivel még egységes elmélet kialakulása csak folyamatban van, egyes rövidebb cikkeiben szemelvényeket ad olvasóinak a fizikának éppen napjainkban kialakuló új ágáról.

Gyulai Zoltán

Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem,
Kísérleti Fizikai Tanszék

I. Kooperatív jelenségek

Már régen megállapították, hogy bizonyos fémek folyékony állapotban egyáltalában nem keverednek; ebben az esetben — kellő magas hőmérsékleten — két folyékony fázisból álló rendszer keletkezik, sok esetben viszont szinte korlátlan oldhatóságot találunk folyékony és szilárd halmazállapotban egyaránt. Az utóbbi esetben két vagy több fém összeolvasztása révén ismét fémes anyagok keletkeznek, amelyek mind megolvastva, mind pedig megmerevedve — legalábbis makroszkopikusan — homogének. Az ilyen anyagokat *ötvözeteknek* nevezzük. Már a történelem előtti időkben is nagy volt az ötvözetek fontossága, ma pedig állandóan növekszik. Hasonló jelenségekkel találkozzunk azonban más anyagok esetében is: pl. ismeretes, hogy sok esetben az egyik vegyület tömény oldatában egy másik (ún. izomorf) vegyület kristálya tovább növekszik vagy egyes oldatból olyan ionkristály válhat ki, amely makroszkopikusan minden szempontból teljesen homogénnek látszik. *Az olyan kristályokat, amelyeknek rácsa egységes, azonban a kristálytanilag azonos értékű helyeken különböző atomokat tartalmaznak és makroszkopikusan egyébként mégis homogének, szilárd oldatoknak vagy elegykristályoknak nevezzük.* Az oldhatóságot a szilárd oldat homogenitásának határa jelzi, ami nagymértékben függ a hőmérséklettől.

Az itt felvetett problémát a könnyebb áttekinthetőség és egyben általánosabb alkalmazhatóság céljából fogalmazzuk meg a következőképpen:

Tegyük fel, hogy egy A fémhez bizonyos mennyiségű B fém adunk és az így keletkezett elegykristály szerkezete megegyezik az eredeti A kristály szerkezetével. Ebben az esetben az egyedüli különbség az, hogy az eredeti kristály rácspontjaiban az A atomokat helyenként a B fém atomjai

helyettesítik. Azonnal felmerül természetesen a kérdés, hogy elegykristályok esetében fellelhető-e az A és a B atomok elrendeződésében bizonyos szabályszerűség?

A felvetett kérdéssel kapcsolatban az irodalomban hosszabb vita alakult ki. Először Tammann mutatott rá 1921-ben egy jelenségre, amely közvetve azt látszik igazolni, hogy az atomok elrendeződésében bizonyos szabályszerűség mutatkozik. Nevezetesen, ha arany és réz ötvözetét oldjuk salétromsavban, akkor az ötvözet mindaddig nem oldódik, amíg az ötvözetben 50 atomszázaléknál kevesebb réz van, viszont ha a réz atomszázaléka ennél nagyobb, akkor réz válik ki. Ebből Tammann arra következtetett, hogy 50 atomszázalékos ötvözet esetén az arany és réz atomok szabályosan rendeződnek el. C. H. Johansson és J. O. Linde 1925-ben Röntgen-analízissel kimutatták, hogy az arany és réz ötvözetek esetén a Röntgen-diagramban, jóllehet igen halvány, mégis kimutatható vonalak találhatók, amelyekből ún. *felsőbb szerkezetre* lehet következtetni.

Érdekes, hogy a fenti probléma feltevéséhez igen hasonlóan fogalmazható meg a *ferromágnesség szkematikus elmélete*. Tegyük ugyanis fel, hogy ferromágneses anyagok esetében a kristály minden atomjához egy-egy spin rendelhető, amely vagy jobbra, vagy balra mutat. Nevezzük azokat az atomokat, amelyek esetében a spin jobbra mutat A atomoknak, azokat pedig, amelyek esetében a spin balra mutat B atomoknak. Felvethető mármost a kérdés, hogy ezek az A és B atomok hogyan rendeződnek el? A jelen probléma formális azonos-sága az előbbivel nyilvánvaló. E. Ising 1925-ben kimutatta, hogy ennek az egyszerű elméletnek, az ún. *Ising-féle modellnek* az alapján a ferromágneses

anyagok néhány jellemző tulajdonsága könnyen értelmezhető.

Mindkét probléma esetében az A és a B atomok elrendeződésében mutatkozó szabályosság foka függ a hőmérséklettől és nyilvánvaló, hogy az A és a B típusú atomok közti kölcsönhatás attól is függ, hogy energetikailag az az eset kedvezőbb-e, amikor azonos vagy különböző atomok vannak egymás mellett.

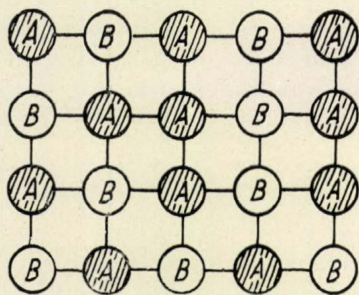
Ha a „ B típusú atomok” olyan rácspontokat jelentenek, amelyek egyetlen atomfajtából álló kristályokban a hiányzó (tehát rácshibát okozó) atomokat szimbolizálják, akkor sok „ B típusú atom” egymás mellé kerülése a rács szétesését eredményezi. Ebből következik, hogy az alábbiakban kifejtendő elmélet lehetőséget ad az olvadás elméletének megalapozására. Ez az elmélet tehát lehetővé teszi a folyadékok elméletének megalapozását is.

Az említett problémák világosan mutatják, hogy milyen kérdéseket szokás összefoglalni a kooperatív jelenségek elnevezéssel és az elmondottakból az is következik, hogy ez a problémakör mind az elmélet, mind pedig a gyakorlati anyagkutatás szempontjából rendkívüli fontosságú. A továbbiakban ennek az elméletnek alapvető elgondolásait ismertetjük és további cikkek fognak foglalkozni a kooperatív jelenségek elméletének az anyagszerkezeti vizsgálatok és a gyakorlati alkalmazások szempontjából fontos és érdekes alkalmazásaival.

1. Az elmélet alapvető feltevéseinek és módszerének könnyebb megértése céljából tegyük fel a következőket:

a) *A kristály A és B típusú atomokból áll, amelyek tetszés szerint rendeződhetnek el a rácspontokban anélkül, hogy közben a kristály szerkezete megváltoznék.*

b) *Az atomok kölcsönhatásának számításánál elegendő csak a közvetlen szomszédok kölcsönhatását figyelembe venni.*



1. ábra

Tekintsünk pl. egy síkbeli rácsot és — amint azt az 1. ábrán tettük — a közvetlenül szomszédos atomokat kössük össze egy-egy vonallal. Ebben az esetben minden egyes vonal egy-egy „kötést” reprezentál, amely különböző lehet aszerint, amint azonos vagy különböző atomokat köt össze. Az A típusú atomokat összekötő vonalak számát jelöljük ν_{AA} -val, valamint a köztük fellépő köl-

csönhatási energiát φ_{AA} -val. Hasonlóképpen jelentsé ν_{BB} és ν_{AB} , ill. φ_{BB} és φ_{AB} a $B-B$ és az $A-B$ típusú kötések számát, ill. energiáját. Általában természetesen $\varphi_{AA} \neq \varphi_{BB}$ és $\varphi_{AA} \neq \varphi_{AB}$, $\varphi_{BB} \neq \varphi_{AB}$.

Jelentsé továbbá n_A ill. n_B a kristályban levő összes A , ill. B típusú atomok számát, akkor $N = n_A + n_B$ a kristályban levő összes atomok száma. Legyen továbbá z egy atom közvetlen szomszédainak, tehát az egy atomból kiinduló kötés-vonalak száma, akkor

$$zn_A = \nu_{AB} + 2\nu_{AA} \text{ és } zn_B = \nu_{AB} + 2\nu_{BB} \quad (1)$$

tekintettel arra, hogy pl. zn_A az A típusú atomokból kiinduló kötésvonalak összes száma és így minden $A-B$ kötést egyszer és $A-A$ kötést kétszer kell számításba venni (egyszer, amikor az egyik rácspontban levő A atomból kiinduló, másodszor, amikor a vele szomszédos rácspontban levő A atomból kiinduló kötésvonalakat számoljuk össze).

A kristályrács teljes potenciális energiája

$$E^* = \nu_{AA} \varphi_{AA} + \nu_{BB} \varphi_{BB} + \nu_{AB} \varphi_{AB} \quad (2)$$

(1) alapján a következő alakba írható:

$$E^* = \nu_{AB} \left\{ \varphi_{AB} - \frac{1}{2} (\varphi_{AA} + \varphi_{BB}) \right\} + \frac{1}{2} z \{ n_A \varphi_{AA} + n_B \varphi_{BB} \}. \quad (3)$$

Most, amikor bennünket nem a rácsenergia abszolút értéke, hanem a rácsenergiának az A és B atomok eloszlásától való függése érdekel, az energia fenti kifejezésében a második tagra nincs szükségünk, hiszen az független az $A-B$ kötések számától és adott n_A , ill. n_B esetében csupán egy additív állandó szerepét játsza. Ezért a továbbiakban az

$$E = \nu_{AB} \Phi, \quad \Phi \equiv \varphi_{AB} - \frac{1}{2} \{ \varphi_{AA} + \varphi_{BB} \} \quad (4)$$

energiakifejezéssel fogunk számolni.

2. Nyilvánvaló módon két esetet kell megkülönböztetnünk:

a) Valahányszor a különböző atomok között a kötési energia nagyobb, mint az azonos atompárok között, tehát $\varphi_{AB} > \frac{1}{2} \{ \varphi_{AA} + \varphi_{BB} \}$, akkor — tekintettel arra, hogy a kötési energia mindig negatív — a $\Phi < 0$. Ebben az esetben energetikailag az az elrendezés a legkedvezőbb, amikor a fehér és a fekete sakktábla-kockák elrendeződésének megfelelően, minden A típusú atomot B típusú atom vesz körül. Természetesen adott n_A és n_B esetében ez a helyzet csak akkor állhat elő, ha $n_A = n_B$. Ilyenkor azonban az elegykristályban a rácspontok periodicitásán túlmenően, az A és B típusú atomok is periodikusan következnek egymás után, következésképpen ún. felsőbb rácsszerkezet alakul ki, amire például szolgálhat a bevezetésben említett arany-réz ötvözet, amikor a rézatomok atomszázaléka 50, ill. 25.

Ha az egyes rácspontokban elhelyezkedő atomoknak eredő spinjük is van és történetesen az ellentétes spinű atomok közti kölcsönhatás na-

gyobb, akkor energetikailag az az elrendezés lesz a legkedvezőbb, amikor minden egyes atomot ellentétes spinű atomok vesznek körül. Ebben az esetben azonban a spinekhez tartozó mágneses momentumok éppen kikompenzálják egymást és így az anyag *antiferromágneses* lesz.

b) A másik speciális eset az, amikor az azonos típusú atomok közti kölcsönhatás az erősebb. Ebben az esetben $\varphi_{AB} < \frac{1}{2} \{\varphi_{AA} + \varphi_{BB}\}$ és így $\Phi > 0$. Ilyenkor az A típusú atomok igyekeznek az A típusú és a B típusú atomok a B típusú atomok közelében elhelyezkedni, következésképpen az elegykristályban *azonos típusú atomokból álló szigetek* alakulnak ki. Ebben az esetben az egyes atomtípusok *kiválasztódásáról* beszélünk és nyilvánvaló, hogy felsőbb rácsszerkezet ekkor nem alakul ki.

Mágneses anyagoknál ebben az esetben lehetőleg az azonos spinű atomok kerülnek egymás mellé. A spinekhez tartozó mágneses momentumok összegződnek, tehát az anyag spontán mágneses tulajdonságot mutat, azaz *ferromágneses* lesz.

Amint azt a bevezetésben említettük, a kooperatív jelenségek elméletének keretében az elegykristályok és az anyag mágneses tulajdonságainak elméletét sok szempontból szimultán tárgyalhatjuk. Erre utal a fenti megfontolásainkban mutatkozó hasonlóság is. A félreértések elkerülése végett azonban már most rá kell mutatnunk egy lényegbe vágó különbségre: elegykristályok esetében n_A és n_B egyszer és mindenkorra adott. Ezzel szemben, ha az A és a B típusú atomok között a különbség csak az, hogy spinjük ellentétes irányú, akkor lehetséges az, hogy az A típusú atomok átmennek a B típusú atomokba és viszont. Továbbá külső mágneses tér bekapcsolásával az egyik spinirányt kitüntethetjük, más szóval energetikailag kedvezőbbé tehetjük. Erre a különbözősége adott esetben ügyelnünk kell.

Mutasson pl. a külső mágneses tér, amelynek térerősségvektora \mathfrak{H} , jobbra, legyen a spinhez tartozó mágneses momentum μ_B továbbá azoknak az atomoknak a száma, amelyek spinje jobbra mutat n_A és amelyeké balra mutat n_B , akkor a rendszer energiája (4) helyett

$$E = \nu_{AB} \Phi - \mu_B \mathfrak{H} (n_A - n_B), \quad (5)$$

ahol \mathfrak{H} a mágneses térerősség abszolút értéke.

Az atomok közti kölcsönhatási energia explicit kiszámítása egy meglehetősen bonyolult hullámmechanikai probléma, ezért ezzel a kérdéssel a továbbiakban nem fogunk foglalkozni. Látni fogjuk azonban, hogy a kölcsönhatási energiának explicit kiszámítása nélkül is fontos — mintegy kvalitatív — megállapításokat tehetünk.

3. A kooperatív jelenségek statisztikai elméletének kiépítésénél az általánosan szokásos statisztikai mechanikai megfontolások szinte változatlan formában alkalmazhatók, csupán annyi a lényeges különbség, hogy a fázisösszeg kifejezésében az energiának az atomok elrendeződésétől függő részét is figyelembe kell venni. A szokásos statisztikai mechanikai megfontolásainkban a rendszer energiája a kinetikai energiának (E_{kin}) és a potenciális energiának (E_{pot}) megfelelő részből tevődött össze. Vegyünk tehát figyelembe most az energiának az A és a B atomok elrendeződésétől függő részét és jelöljük $E(\nu_{AB})$ -vel, akkor a rendszer tel-

jes energiája $E_{kin} + E_{pot} + E(\nu_{AB})$ és a fázisösszeg a következő alakba írható:

$$Z = \sum_{\text{(minden elrendeződésre)}} \exp \left\{ -\frac{E(\nu_{AB})}{kT} \right\} \int_r \exp \left\{ -\frac{E_{kin} + E_{pot}}{kT} \right\} d\Omega, \quad (6)$$

ahol az integrál az atomok egy adott elrendeződésére számítandó ki és szorozva az integrált az adott elrendeződéshez tartozó $\exp \left\{ -\frac{E(\nu_{AB})}{kT} \right\}$ faktoral, az atomok minden lehetséges elrendeződésére összegeznünk kell.

Megjegyezzük, hogy az energiának az atomok elrendeződéséből származó része [$E(\nu_{AB})$] tulajdonképpen szintén a potenciális energiához tartozik. A potenciális energia explicit kifejezésében szerepelnek az egyes atomok helykoordinátái. Ha pl. az A típusú atomok közt helyet foglal az egyik rácspontban egy B típusú atom — vagy esetleg több, B típusú atomokból álló „sziget” — akkor, valahányszor az A és a B típusú atomok atomsugara különböző, a kristályrács deformálódik; ez a deformáció a kristályban belső feszültségeket ébreszt és növeli a rendszer potenciális energiáját. Nyilvánvaló azonban, hogy a rendszer teljes potenciális energiája szempontjából az közömbös, hogy a B atom, ill. a B atomokból álló „sziget” történetesen melyik rácspontban, ill. rácspontokban van és csak attól függ, hogy az egymás közelében levő A és B típusú atomok egymáshoz viszonyítva hogyan rendeződnek el. Ezért lehetett a fázisösszeg kifejezésében az $\exp \left\{ -\frac{E(\nu_{AB})}{kT} \right\}$ faktort az

integrál elé kiemelni. A potenciális energiának az integrál alatt maradt része esetében — a fenti okoskodás alapján — tekintettel arra, hogy csak a szomszédos atomok közti kölcsönhatást vesszük figyelembe, jó közelítéssel feltehető, hogy független az atomok speciális elrendeződésétől és így az integrál a fenti összeg minden egyes tagjából kiemelhető állandó, amely a további megfontolásaink során nem fog szerepet játszani. Elegendő tehát, ha az atomok elrendeződésétől függő effektusok statisztikai tárgyalásánál a fázisösszegnek a

$$Q = \sum_{\text{(minden elrendeződésre)}} e^{-E(\nu_{AB})/kT} \quad (7)$$

részét vesszük alapul.

Az előzőekben feltételeztük, hogy az n_A számú A típusú és az n_B számú B típusú atom az $n_A + n_B$ rácspont között oszlik el. Jelentse $G(\nu_{AB})$ az ν_{AB} számú $A - B$ kötések összes lehetséges elrendeződésének számát, akkor nyilvánvaló, hogy

$$Q = \sum_{\nu_{AB}} G(\nu_{AB}) e^{-E(\nu_{AB})/kT}. \quad (8)$$

A $G(\nu_{AB})$ függvény kiszámítása a kooperatív jelenségek statisztikai elméletének alapvető feladata.

4. Foglalkozzunk először azzal az esettel, mikor $\Phi < 0$; tehát, amikor a különböző atomok között fellépő kölcsönhatási energia nagyobb, mint az azonos atompárok között fellépő.

Tegyük továbbá fel, hogy a kristály $n_A = n_B = N/2$ számú A és B típusú atomból áll. Tökéletes elrendeződés esetén az A és a B típusú atomok úgy rendeződnek el, hogy minden egyes A típusú atomot B típusú atom vesz körül és fordítva. Kérdés most már az, hogyan jellemezhetjük kvalitatíve azokat az elrendeződéseket, amelyek különböznek a tökéletes elrendeződéstől? Ezt a problémát kétféleképpen oldhatjuk meg. Attól függően, hogy azt vizsgáljuk-e, hogy egy találmásra kiszemelt A típusú atom körül hány B típusú atom van, vagy hány A és B típusú atom nincs a tökéletes elrendeződéseknek megfelelő helyen, *lokális, ill. globális elrendeződésről* beszélünk.

(i) A lokális elrendeződések esetében vizsgáljuk először az A típusú atomok környezetét. Feltevése ismét, hogy z az A atomok közvetlen szomszédainak száma, $Nz/2$ az összes lehetséges kötések száma. Teljes rendezettség esetén az $A - B$ kötések száma $v_{AB} = Nz/2$, hiszen minden A típusú atom mellett csak B típusú atom van. Legyen q annak a relatív gyakorisága, hogy nem tökéletes elrendezettség esetén egy kiszemelt A atom környezetében egyetlen B atom van, tehát legyen q az $A - B$ kötések száma osztva az összes kötések számával, akkor

$$v_{AB} = \frac{1}{2} Nzq. \quad (9)$$

A q jó közelítéssel megegyezik annak a valószínűségével, hogy tetszés szerinti elrendeződés esetén egy tetszés szerinti A típusú atom környezetében egy B típusú atom található. Tökéletes elrendezettség esetén $q = 1$ és maximális rendezetlenség esetén $q = \frac{1}{2}$.

Ezek alapján a lokális rendezettség mértékét a következőképpen definiáljuk

$$\sigma = 2q - 1, \quad q = \frac{\sigma + 1}{2}. \quad (10)$$

Így tehát tökéletes rendezettség esetén $\sigma = 1$ és teljes rendezetlenség esetén $\sigma = 0$. Ámde akkor

$$v_{AB} = \frac{1}{4} Nz(1 + \sigma) = \frac{1}{4} Nz\sigma + \frac{1}{4} Nz. \quad (11)$$

A második tag egy állandó, amely a további megfontolásainkban nem játszik szerepet, ezért (4) alapján a kristály energiájának az atomok elrendeződésétől való függését

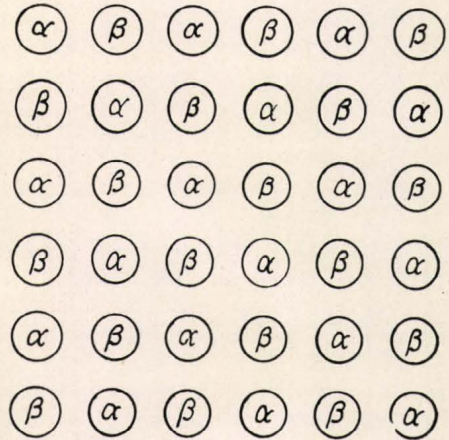
$$E = \frac{1}{4} Nz\sigma\Phi \quad (12)$$

adja, következőképpen a fázisösszeg bennünket érdeklő része (8) alapján

$$Q = \sum_{\sigma} G(\sigma) \exp \left\{ -\frac{Nz\sigma\Phi}{4kT} \right\}. \quad (13)$$

A $G(\sigma)$ együttható egzakt meghatározása sajnos nem lehetséges.

(ii) A globális elrendeződés kvantitatív jellemzése céljából jelöljük meg az egyes rácspontokat α -val, ill. β -val, attól függően, hogy az illető



2. ábra

rácspontban tökéletes elrendezettség esetén A , ill. B típusú atom helyezkedik-e el (síkbeli négyzetes rács esetén az egyes rácspontok megjelölését a 2. ábrán tüntettük fel). Legyen mármost p annak a valószínűsége, hogy egy tetszés szerint kiszemelt rácspontban, nem tökéletes elrendezettség esetén, éppen A típusú atom van.

Nyilvánvaló, hogy tökéletes rendezettség esetén $p = 1$ vagy $p = 0$, viszont teljes rendezetlenség esetén $p = \frac{1}{2}$. Definiáljuk tehát a globális rendezettség mértékét a következőképpen

$$s = zp - 1, \quad p = \frac{s + 1}{2}. \quad (14)$$

Tekintettel arra, hogy amennyiben minden α -val megjelölt rácspontban B típusú atom van, szintén a teljes rendezettségnek felel meg, elég ha azzal az esettel foglalkozunk, amikor $\frac{1}{2} \leq p \leq 1$.

Az s globális rendezettségi paramétert bevezetjük a fázisösszeg (8) alatti kifejezésébe. Ebben az esetben azonban a $G(s)$ együtthatókat egyszerűen meghatározhatjuk. Az $Np/2$ A típusú atomot ugyanis $\left(\frac{N/2}{Np/2} \right)$ -féleképpen rendezhetjük el az α -val megjelölt $N/2$ rácspontban, ugyanakkor a még megmaradt $N(1-p)/2$ A típusú atomot $\left(\frac{N/2}{N(1-p)/2} \right)$ -féleképpen rendezhetjük el a β -vel megjelölt $N/2$ rácspontban. Az összes elrendeződések száma tehát

$$G(s) = \left(\frac{N/2}{Np/2} \right) \left(\frac{N/2}{N(1-p)/2} \right) = \left(\frac{N/2}{N(1+\sigma)/4} \right)^2. \quad (15)$$

Első pillanatra azt gondolhatnók, hogy $G(s)$ meghatározásának nincs gyakorlati jelentősége, mert nyilvánvaló, hogy egy és ugyanazon s értékhez még igen sok különböző σ érték tartozhatik,

ami azt jelenti, hogy egy globális elrendeződéshez sok lokális elrendeződés tartozik, amelyek energiája lényegesen különbözhetik. Kimutatható azonban, hogy s ismeretében a σ -t és ezzel együtt a v_{AB} -t jó közelítéssel meghatározhatjuk, következésképpen a globális elrendezettség ismerete alapján messzemenően jellemezhetjük a kristály állapotát.

W. L. Bragg és E. J. Williams 1934-ben feltételezték, hogy — amennyiben gyakorlatilag teljesen érdektelen, szélsőséges esetektől eltekintünk — minden globális elrendeződéshez (s) hozzárendelhetünk egy lokális elrendezettséget (σ), nevezetesen azt, amelyik statisztikai átlagban az illető globális elrendeződésének legjobban megfelel.

Az α -val megjelölt rácspontok akármelyikében levő A típusú atomot z számú β -val megjelölt rácspont vesz körül. Annak a valószínűsége, hogy ezen β -val megjelölt rácspontokban B típusú atomok találhatók — a p definíciója alapján — éppen p , következésképpen az A típusú atomot átlagosan pz számú B típusú atom veszi körül. Ámde átlagosan $Np/2$ A típusú atomot találunk az α -val megjelölt rácspontokban, tehát $Np^2z/2$ olyan $A-B$ kötést találunk, amelynél az A atom az α -val megjelölt rácspontok egyikében van. Hasonlóképpen könnyen beláthatjuk, hogy átlagosan $N(1-p)^2z/2$ olyan $A-B$ kötés van, amelynél az A típusú atom a β -val megjelölt rácspontok egyikében foglal helyet. Összesen tehát átlagosan

$$v_{AB} = \frac{1}{2} Nz \{ p^2 + (1-p)^2 \} = \frac{1}{4} Nz (1 + s^2) \quad (16)$$

$A-B$ kötés fordul elő. Összehasonlítva ezt az eredményünket a v_{AB} (11) alatti kifejezésével, azt kapjuk, hogy

$$\bar{\sigma} = s^2. \quad (17)$$

Azonnal láthatjuk, hogy ez az összefüggés $s = 0$ esetben nem áll fenn, mert lokális elrendezettséggel akkor is számolnunk kell, ha globális elrendezettségről nem beszélhetünk. Tekintettel azonban arra, hogy a gyakorlatilag érdekes esetekben $s \neq 0$, egyelőre $\bar{\sigma}$ -nak ezzel az értékével számolunk tovább és akkor

$$Q = \sum_s G(s) \exp \left\{ -\frac{Nz\Phi}{4kT} s^2 \right\}. \quad (18)$$

A Q ezen kifejezésben a maximális taghoz tartozó s értékét a

$$\frac{d}{ds} \left\{ \log G(s) - \frac{1}{4} \frac{Nz\Phi}{kT} s^2 \right\} = 0 \quad (19)$$

feltételi egyenletből számítjuk ki. A Stirling-formula alkalmazásával és egyszerű megfontolások segítségével ez az egyenlet a következő alakba írható:

$$s = \tanh \left\{ -\frac{z\Phi}{2kT} s \right\}. \quad (\tanh x = \{e^x - e^{-x}\} / \{e^x + e^{-x}\}) \quad (20)$$

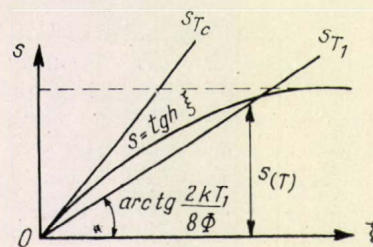
Ebből az egyenletből egyszerűen meghatározható a globális rendezettségi paraméternek a hőmérséklettől való függése. Legyen ugyanis

$$\xi = -\frac{z\Phi}{2kT} s, \quad (21)$$

akkor egyidejűleg fenn kell állnia a következő két egyenletnek

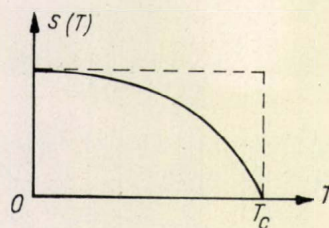
$$s = \tanh \xi \quad \text{és} \quad s_T = -\frac{2kT}{z\Phi} \xi. \quad (22)$$

Ábrázoljuk mindkét függvényt az (s, ξ) -síkon



3. ábra

(l. 3. ábra), akkor adott T hőmérsékleten meghatározhatjuk azokat az s értékeket, amelyek esetében a (20) egyenlet teljesül. Az $s = 0$ mindig megoldása a fenti egyenletnek. Ez a megoldás azonban nem érdekel bennünket, mert ebben az esetben a globális rendezettség teljessé válik és különben — amint azt fentebb említettük — ebben az esetben a $\bar{\sigma}$ közelítő meghatározása nem használható. Kérdés tehát, hogy mikor van a fenti s_T egyenesnek és a $\tanh \xi$ görbének másik valós metszéspontja is? Ha ugyanis van másik valós metszéspont, akkor meghatározható az $s(T) \neq 0$ függvény és ennek ismeretében a lokális rendezettségi paraméter hőmérsékleti függvénye is: $\sigma = \sigma(T)$ (l. 4. ábra).



4. ábra

A 3. ábra alapján azonnal beláthatjuk, hogy minden olyan $T_1 < T_c$ hőmérséklet esetében van másik valós metszéspont is, amikor az s_T egyenesnek az iránytangense kisebb, mint a $\tanh \xi$ görbe iránytangense az $\xi = 0$ pontban. A T_c kritikus hőmérsékletet tehát a

$$\left(\frac{ds_T(\xi)}{d\xi} \right)_{\xi=0} = -\frac{2kT_c}{z\Phi} = \left(\frac{d \tanh \xi}{d\xi} \right)_{\xi=0} = 1 \quad (23)$$

feltételből határozzuk meg, következésképpen

$$kT_c = -\frac{1}{2} z\Phi. \quad (24)$$

Vizsgáljuk meg a következő két határesetet:

a) A T_c kritikus hőmérséklet közelében, tehát kis s és ξ értékek esetében a tgh ξ függvényt hatványosra fejtve, második közelítésben kapjuk, hogy

$$s^2 \approx 3 \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \left\{ \frac{T_c}{T} - 1 \right\} = 3 \frac{T^2(T_c - T)}{T_c^3} \sim 3 \frac{T_c - T}{T_c}. \quad (25)$$

b) Ezzel szemben $T \rightarrow 0$ határesetben $\xi \gg 1$ és így $s \approx 1$. Ez azt jelenti, hogy a hőmérséklet abszolút zéruspontja közelében a globális rendezettség a tökéletes rendezettséget közelíti meg.

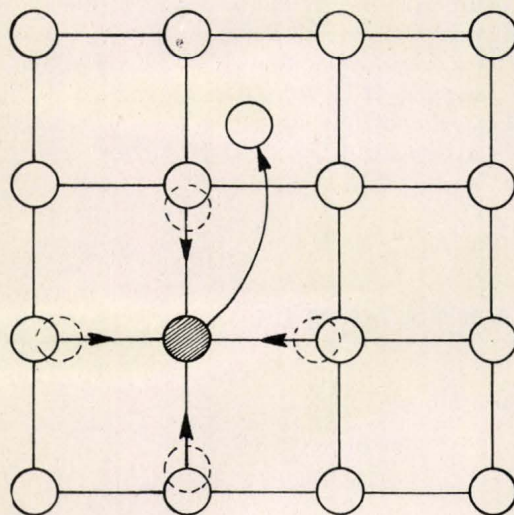
Növekvő hőmérséklettel az atomok tökéletes rendezettsége fokozatosan megszűnik és a T_c kritikus hőmérséklet esetén beáll a teljes globális rendezetlenség.

5. Elemi fokan úgy szokás az egyes halmazállapotokat egymástól megkülönböztetni, hogy a légnemű halmazállapotban az anyag atomjai, ill. molekulái praktikusán szabadon mozoghatnak a rendelkezésükre álló térfogatban, cseppfolyós halmazállapotban még mindig nincs rögzített helyzetük, de a mozgásuk — a folyadék relatíve nagy viszkozitása következtében — már jelentős mértékben korlátozott, viszont szilárd testekben az atomok (vagy molekulakristályok esetében a molekulák) helyhez kötöttek és termikus mozgásuk egyensúlyi helyzetük körüli rezgőmozgásból áll. Most azonban, amikor a kooperatív jelenségek elméletének alapjaival foglalkozunk, rá kell mutatnunk arra, hogy kristályokról, ill. általában a szilárd testekről alkotott ezen modell végső fokon nagymértékű idealizálást tartalmaz. Nevezetesen, a valóságos szilárd testek esetében — jöllehet az egyes atomok nagymértékben helyhez kötöttek — az atomok mozgásával és kicserélődésével mégis számolnunk kell. Természetesen az atomoknak ez a mozgékonyasága függ a hőmérséklettől és igen alacsony hőmérsékleten szinte teljesen figyelmen kívül hagyható, magasabb hőmérsékleten azonban mind jelentősebbé válik. Az atomoknak ez a mozgékonyasága az oka annak, hogy a hőmérséklet emelkedésével a tökéletes rendezettség átmegy globális rendezetlenségbe és a kristály megolvad. Vizsgáljuk most meg, hogyan adhatunk számot a szilárd test atomjainak elmozdulásáról?

Tekintsük a szilárd test egyik atomját. Egyensúlyi helyzetét szomszédainak egyensúlyi helyzete határozza meg, amelyről feltesszük, hogy adott. Atomunk hőmozgása alapjában véve ezen átlagos helyzet körüli kis amplitudójú rezgésekből áll. Kinetikai energiájuk azonban a szomszédos atomok kölcsönhatása következtében nem állandó. Maxwell törvénye értelmében, amit alkalmazhatunk szilárd testekre is, az $\frac{1}{2} m v^2$ kinetikai energiával rendelkező atomok relatív száma arányos $\exp \{ -m v^2 / 2 k T \}$ -vel. Ez azt jelenti, hogy még abban az esetben is, amikor az atomok átlagos energiája kicsiny, mindig vannak a szilárd testben olyan atomok, amelyeknek kinetikai energiája meglehetősen nagy. Egy olyan atom, amelynek

kinetikai energiája anomálishan nagy, az egyensúlyi helyzetéből nagy távolságra is kimozdul, sőt kiszabadulhat abból a potenciálgödörből, amit a szomszédos atomok alakítanak ki körülötte és új környezetbe juthat, amely részben új szomszédokból áll. Itt elveszti kinetikai energiájának feleslegét és lokalizálva marad, azaz ezen új egyensúlyi helyzete körül végzi a szilárd test átlagos hőmérsékletének megfelelő kis rezgőmozgásait. Bizonyos idő múlva újból elegendő energiára tesz szert, amely már elegendő ahhoz, hogy új környezetéből kiszabadulva tovább jusson a szomszédba. Így tehát lépésről lépésre haladva a szilárd test egész térfogatát bejárja. Mondhatjuk tehát, hogy bizonyos — nem feltétlenül egyenlő — idő alatt mindegyik atom megkerüli a környezetét, mintegy „elpárolog” korábbi környezetéből valamelyik szomszédos üregbe. Szokás ezért ezt a jelenséget *belső párolgásnak* és magát az elmozdult atomot *diszlokált atomnak* nevezni.

Vizsgáljuk meg a belső párolgás folyamatát, pl. a két-dimenziós modell esetében, kissé részletesebben. Tekintsük a kristályos testet egyszerű



5. ábra

négyzetes hálójú rácsnak (l. 5. ábra), amelyben minden atomnak a környezetében négy másik van. Tegyük fel, hogy valamelyik atom energiafeleslegre tesz szert és kiszabadulva a négy szomszédja által kialakított potenciálgödörből, valamilyen belső üregbe repül. Jöllehet makroszkopikusan nincsenek üregek a szilárd testekben, létezésük atomisztikus szemszögből nézve egészen természetes, hiszen az atomok nem töltik be az egész kristály térfogatát. Így tehát az egyensúlyi helyzetből kirepült atom megrekedhet a rácspontok közti térben. Természetesen szomszédai ebben az esetben elmozdulnak az üresen hagyott rácspont irányába, aminek következtében lokálisan megmólik a szabályos rácsszerkezet, mindaddig, amíg valamelyik szomszédos atom a „lyukat” be nem tölti. Ámde akkor ennek a szomszédnak a rácspontja marad üresen, amelybe később vagy egy

másik atom, vagy az eredetileg kimozdult atom kerül. Az előbbi esetben szemléletesen azt mondhatjuk, hogy a lyuk — mintegy stafétaszerűen — tovább vándorol.

Ha meggondoljuk, hogy ez a jelenség egyidejűleg végbemehet a kristály különböző helyein, akkor előttünk áll a valódi kristály, amely lényegesen különbözik az ideális kristálytól. Az ideális kristályban az atomok változatlan egyensúlyi helyzet körül végeznek kis rezgéseket anélkül, hogy közben a kristály felépítésének rendje megbomlanék; a valódi kristályban a diszlokált atomok és lyukak a rendet megbontják.

Minthogy a szabályosságnak ezt a megbomlását a hőmozgás hozza létre, azért a nagysága, azaz a diszlokált atomok és lyukak száma annál nagyobb, minél magasabb a hőmérséklet. Alacsony hőmérsékleten ez a szám elenyészően csekély. A hőmérséklet emelkedésekor azonban egyre jelentékenyebb. Az olvadáspont hőmérséklete körül a diszlokált atomok és lyukak száma maximumot ér el, azonban a számuk akkor sem nagyobb 1%-nál.

Helyesebb tehát, ha azt mondjuk, hogy a kristályok és a folyadékok abban különböznek egymástól, hogy a folyadékokban legfeljebb a lokális, kristályokban pedig a globális rendezettség is kialakul, a gázokban pedig még a lokális rendezettség sem lelhető fel.

A diszlokáció problémájának részletesebb elemzése igen fontos mind gyakorlati, mind pedig elméleti szempontból. Ez a jelenség játszik döntő szerepet pl. a rácshibák kialakulásánál, valahányszor a kristály szennyeződésével még nem kell számolnunk, amiből már következik, hogy vizsgálata technológiai szempontból is jelentős. Ugyanakkor elméleti szempontból abban rejlik a jelentősége, hogy ezeknek a kérdéseknek az elemzésével juthatunk el a valódi kristályok helyes modelljéhez, amely nagymértékben elmélyíti anyagszerkezeti ismereteinket. Ez az oka annak, hogy az atomok diszlokációjának problémájával néhány soron következő cikkben — e kérdéskör szakértői — még foglalkozni fognak.

Horváth János

Szegedi Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézet

IRODALOM

- F. C. Nix—W. Shockley, Rev. Mod. Phys. 10. 1. 1938
R. H. Fowler—E. A. Guggenheim, Statistical Thermodynamics (Cambridge 1939)
D. Ter Haar, Elements of Statistical Mechanics (London 1954)
R. Becker, Theorie der Wärme (Berlin 1955)
Horváth J., Termodinamika és statisztikai mechanika (Budapest, megjelenőben)

KÖNYVSZEMLE

Rosemarie Schuder:

A BOSZORKÁNY FIA

(Kossuth Könyvkiadó)

A középkor és újkor határán élt Kepler. Horoszkópot készített két császárnak, de a kortárs Galilei mellett az ő érdeme, hogy eretnek téveszméből általánosan elfogadott valóság rangjára emelkedett a heliocentrikus világkép. Előtte az évezredek dermedtségű peripatetikus tanítás, utána már Newton és a diadalmas újkori természettudomány.

Kepler tudományos örömeiben és köznapi szenvedésekben oly gazdag életéből a legdrámaibb szakaszt, az édesanyja ellen folyó boszorkányper és a III. tétel felfedezésének éveit dolgozza fel a német író nő regénye. Epizódok, történeti hitelű epizódok sorozatából bontakozik ki előttünk az évtized, amelyben együtt él Galilei és Wallenstein. Határozott írói érzékkel, korfestő készséggel, történeti ismeretekkel ábrázolja előttünk a társadalmi ellentmondásokkal terhes korfordulót, amely Kepler életének háttérül szolgál. Egyaránt elevenek a történeti személyiségek és névtelen hétköznapi emberek. Csak egyetlen alak marad a nyüzsgő színjáték háttérében, homályában. Maga Kepler. Nem érezzük a középkori környezetben élő, császári csillagjósna szánt tudós élményét, amelynek a Nap körül keringő égitestek mozgástörvényének felismerésekor, a nevét viselő három tétel felállításakor részese lehetett és amely élettrajzi adatok szerint igen mély, életre szóló benyomást gyakorolt rá. Kepler, a sorsüldözött jóindulatú ember fel-felbuk-

kan az epizódokban. Kepler, az emberi tudomány egyik legnagyobb és legrokonszenvesebb alakja alig.

Ha valaki nem az újkori természettudomány megszületésére kíváncsi és nem vár jellemfejlődést vagy érdekes fordulatokat nyújtó szépirodalmi művet, hanem megelégszik a társadalmi fejlődés egyik küzdelmes szakaszát jó élményszerűséggel bemutató értékes korpéppel, az hasznos és élvezetes olvasmányt talál a könyvben.

De ha nem is tekintjük a tudománytörténeti szempontot elsődlegesnek, hamis fizikai törvény egy könyvben sem szerepelhet. A könyv nem foglalkozik tudományos ismeretközléssel. Egyetlen kivétel a III. tétel állítólag szó szerinti szövegének közlése, imígyen: „Az az arány, amely két bolygó keringési ideje közt fennáll, pontosan másfélszerese a középtávolságok arányának.” Író vagy fordító hibázott, nem tudom. A kiadó mégis átnézethette volna szakemberrel a szöveget.

Letesszük a könyvet, amelynek utolsó oldalain az író mégis megszólaltatta magát Keplert, az igaznak felismert haladó nézeteihez hűen ragaszkodó és ezért maradi korával összeütköző, tragikus sorsú embert. Egy utópista holdutazásba önti jövőre alkotott álmát: „Meg akarom mutatni az életet a Holdon. A Föld és Hold közötti összefüggés történetét. Anyám is szerepel benne, de nem mint a szellemek uralkodója. Olyan lények lesznek ott, akik igen bölcs életet élnek. Érteneik hozzá, hogy eszüket csak munkára használják. És azzal, amit alkotnak, senkinek nem ártnak. És nem ismerik a háború barbár nyertését. És nem fogják egymást szétmargangolni Istenről vitatkozva.”

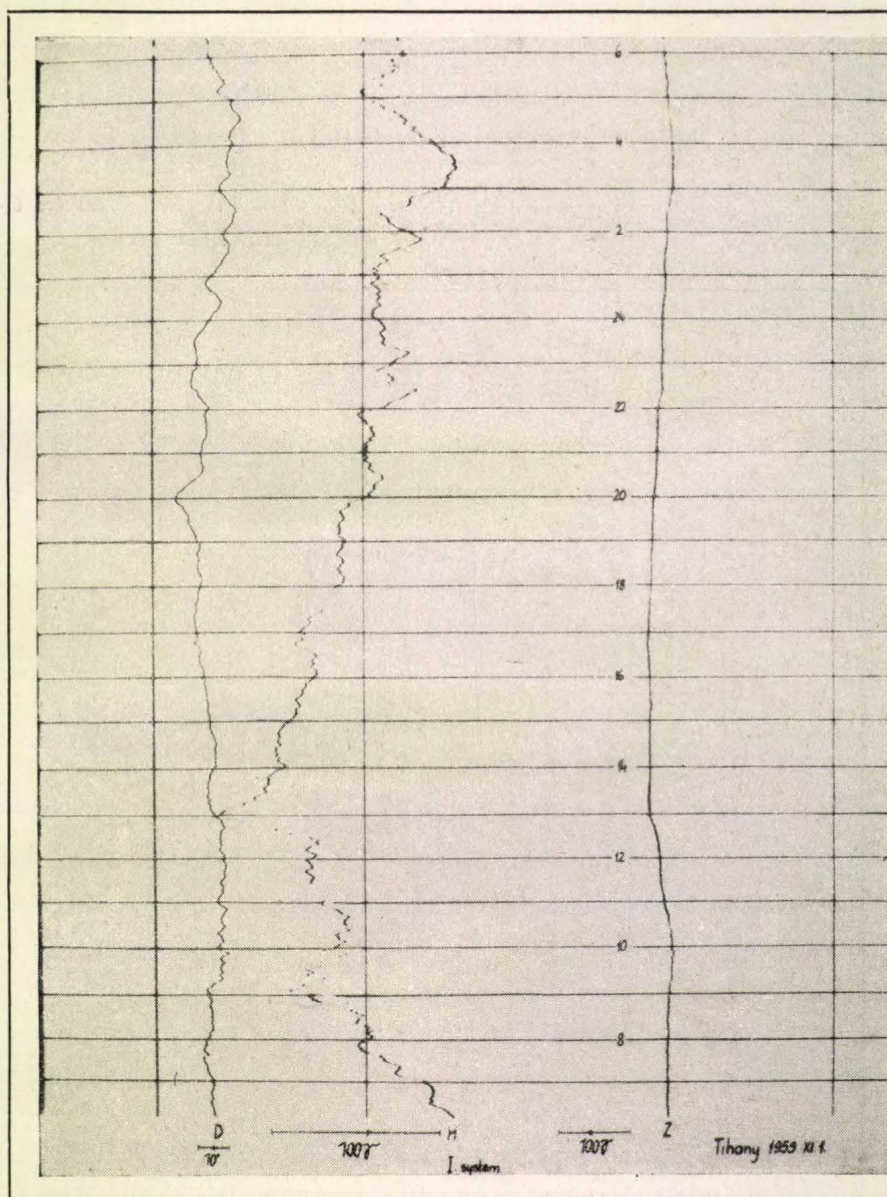
M. Gy.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.

10.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zalán, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekk számlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Barta György: A földmágnességgel kapcsolatos kutatások, különös tekintettel a geofizikai évre

I. M. Frank: Törőközegekben mozgó fényforrások optikája

Kardos Ferenc: Káprázatoscsökkentő fényforrás

Kiss József: Reális kristályok szerkezete II. Színcentrumok alkali-halogenid kristályokban

A FIZIKA TANÍTÁSA

Prohászka Kamill: Az elektromosságtani mértékrendszerek és egységrendszerek

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Д-р. Барта: Исследования, связанные с земным магнетизмом

И. М. Франк: Оптика источников света движущихся в преломляющей среде

Ф. Кардош: Рябепонижительный источник света

Й. Киш: Реальные кристаллы II. Цветовые центры в щелочно-галогенных кристаллах

PREPODAVANIE FIZIKAI

К. Прохаска: Электрические системы мер и единиц

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

G. Barta: Die mit dem Erdmagnetismus zusammenhängenden Untersuchungen mit besonderer Rücksicht auf das geophysikalische Jahr

I. M. Frank: Optik der in brechenden Medien bewegten Lichtquellen

F. Kardos: Lichtquelle mit herabgesetzten Blendeffekten

J. Kiss: Die Struktur der Realkristalle II. Farbenzentren in Alkali-halogenid-Kristallen

UNTERRICHT DER PHYSIK

K. Prohászka: Elektrische Maßsysteme und Einheitssysteme

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkepünk: A tihanyi geofizikai obszervatoriumban feljegyzett egyik földmágneses háborgás (D a mágneses elhajlás, H a vízszintes és Z a függőleges összetevő)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1960. VII. 11.

Példányszám: 1500

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60.51732 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

10. szám

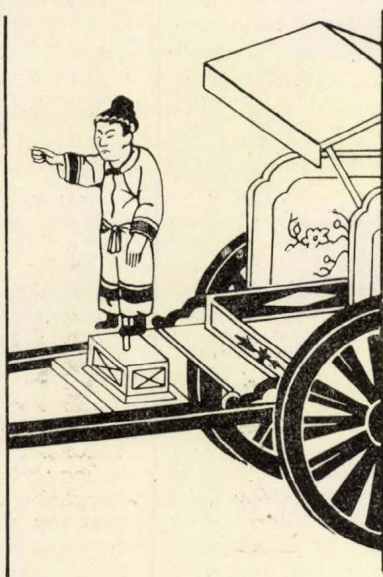
1960. október

A földmágnességgel kapcsolatos kutatásokról, különös tekintettel a Geofizikai évre

1. Történeti visszapillantás

Az egyik legrégebben vizsgált természeti jelenség a földmágnesség. A mágnesű iránytartó tulajdonságát *Kínában* ősidők óta felhasználták gyakorlatilag, és ez a felhasználás már Európában is évezredes múltra tekint vissza. (1. ábra.)

A földmágnességgel kapcsolatos elvi kérdések kutatása is nagyon régi keletű. *Gilbert* 1600-ban *Londonban*



1. ábra. Kocsira szerelt, dél felé mutató, kínai figura

megjelent „*De magnete...*” című könyvében már megállapítja, hogy a Föld egy nagy mágnes és erről ábrát is közöl, amiből kitűnik, hogy tudott a Föld mágneses sarkairól és arról, hogy a mágneses inklináció az egyenlítőtől a sarkok felé nő. (2a. ábra.) Ebben az időben *Gilbert*-nek nem állhattak rendelkezésére sarkvidéki adatok és a Föld többi területére vonatkozólag is csak nagyon gyér adatrendszerre támaszkodhatott. A mágneses inklináció ugyanis csak 1576-ban vált általánosan ismertté. (2b. ábra.)

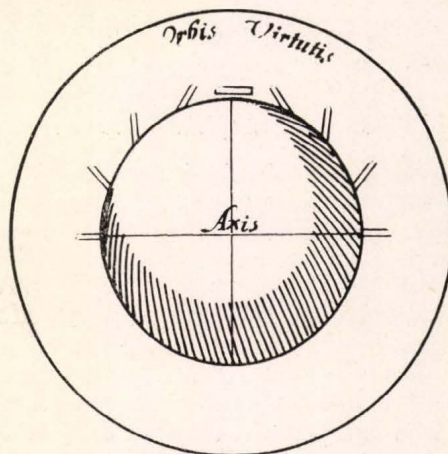
Ettől az időtől kezdve a földmágnességgel foglalkozó szakemberek állandó küzdelmet folytattak azért, hogy lehetőleg az egész Föld felületére vonatkozólag szerezzenek mágneses adatokat. Ezt a küzdelmet tükrözik az expedíciók és a különböző nemzetközi együttműködési kísérletek korábbi sorozatai. Már a *Kolumbus* utáni nagy felfedező utazások folyamán állandóan végeztek mágne-

ses méréseket, később pedig már határozottan kutatási célból járták a tengereket a kutatóhajók. Mindezek az expedíciók hatalmas, de meglehetősen rendszertelen ismeretanyagot gyűjtöttek, mert működésüket nemzetközileg nem szabályozták.

Az együttműködés hiányát különösen az elméleti kérdésekkel foglalkozó kutatók érezték és az ő kezdeményezésükre született meg az első nagyszabású nemzetközi együttműködés. *Humboldt*, *Gauss* és *Weber* által alapított *Mágneses Egyesület* 1836–41 között 19 helyen szervezett egyidejű mágneses megfigyelést Európában, és ugyancsak az ő kezdeményezésükre állított fel az angol kormány 1841–48 között gyarmati állomásokat. Ezek az állomások voltak a kevésbé lakott területek közepén, az óceáni szigeteken létesített mágneses obszervatóriumok ősei.

Hasonlóképpen igen korán kialakult a nemzetközi együttműködés a geodézia és a meteorológia területén is. Különösen a meteorológia — amelynek érthetően igen gyors és teljes adateserére volt szüksége — fejlesztette ki az utolsó évszázadban igen nagymértékig ezt az együttműködést, amelyet a világháborúk tudtak csak megzavarni ideig óráig.

Több tudományterületre kiterjedő nemzetközi együttműködés gondolata érdekes módon az 1874-es osztrák-magyar északsarki expedíció során vetődött fel. *Weyprecht Károly* az expedíció egyik vezetője, arra a következtetésre jutott, hogy a földmágnesség, tellurikus áramok és a meteorológia egyes kérdéseinek a megoldása a Föld sarki területein keresendő. A szétszórtnak és nem eléggé egységes terv szerint működő expedíciók azonban — éppen az

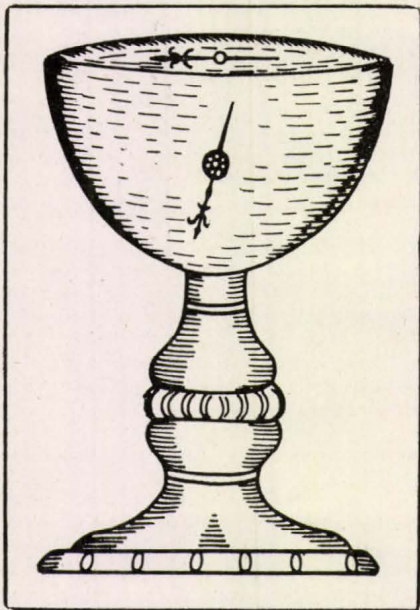


2a. ábra. A Föld mint gömb alakú mágnes, Gilbert nyomán

egységes szervezetség hiányában — nem lehetnek eredményesek. Helyettük tehát nagyméretű, több nemzet részvételével megrendezett, egységes megfigyelési programot kellene végrehajtani. Weyprecht elgondolásának nyomán 1879-ben a hamburgi első *Nemzetközi Poláris Konferencián* elhatározták az 1882 ősztől 1883 ősziig tartandó első *Nemzetközi Poláris Év* megrendezését.

Fél évszázad telt el ezután, amíg a *Deutsche Seewarte* kezdeményezésére három évi előkészítő munka után sor került az 1932–33-ban tartott második *Nemzetközi Poláris Év* kutatásaira. A vizsgálatok súlypontja ugyan még akkor is a sarkvidékeken volt, de a munkába a sarkoktól távolosabb államok is bekapcsolódtak. Az északi sark körül 45, a déli körül pedig 5 állomás működött.

Ezeket a gondolatokat az *Ionoszférakutatások Nemzetközi Bizottsága* fejlesztette tovább 1950-ben Brüsszel-



2b. ábra. R Norman kísérlete az inklináció kimutatására

ben. Az ionoszféra bizottság a világ tudományos egyesületeihez fordult azzal a kéréssel, hogy — tekintettel a technika utóbbi évtizedekben elért igen gyors fejlődésére — ne 50, hanem 25 év múlva, 1957–58-ban rendezzék a következő Poláris Évet. A felszólításhoz számos nemzetközi tudományos egyesület csatlakozott és valóban megszervezték a történelem eddigi legnagyobb méretű tudományos együttműködését. A feladatok messze túlnyúltak a sarkvidékek területének tanulmányozásán, ezért az együttműködést nem harmadik Poláris Évnek, hanem Nemzetközi Geofizikai Évnek (NGÉ) nevezték el.

2. A Nemzetközi Geofizikai Év eredményei

A NGE során sokszáz észlelőállomáson vizsgálták a Föld jelenségeit, a gyűjtött anyagot pedig megküldték a nemzetközi gyűjtőközpontoknak. Az óriási méretű anyag publikálása és feldolgozása csaknem leküzdhetetlen problémát jelent. A NGÉ eurázsiai régiójának 1959 februárjában *Moszkvában* tartott kongresszusán elhangzott közlés szerint az addig beérkezett anyag mintegy 1000 darab 1000 oldalas lexikonnak felel meg. Az észlelési anyagot mikrofílmeken tárolják és ezeknek összes hossza 64 km-t tesz ki. Meg kell jegyezni, hogy ezek a számadatok még nem vonatkoznak

a teljes anyagra. A moszkvai gyűjtőközpont becslése szerint a kongresszus időpontjáig a NGÉ anyagának csak a kétharmadrésze futott be.

Ezekből a számadatokból fogalmat alkothattunk arról, hogy milyen óriási kutató és szervező munka folyt a NGÉ alatt. Rendkívül nagy jelentőségű azonban, hogy a kijelölt időszak letelte után az együttműködést nem hagyták abba. A Nemzetközi Geofizikai Év 1958. dec. 31-én befejeződött volna a geofizikai év különleges bizottságának V. moszkvai kongresszusán, 1958 nyarán azonban félévvel meghosszabbították. A félév letelte után pedig a közös munkát *Nemzetközi Geofizikai Együttműködés* (NGE) elnevezés alatt tovább folytatták. Ez az együttműködés nagy mértékben elősegíti a további tudományos adatserét és egységes keretbe foglalja az adatok feldolgozásának hatalmas munkáját.

Vizsgáljuk meg ezzel kapcsolatban, hogy a földmágnesség tudományterületének jelenleg melyek a legfontosabb problémái, és, hogy ez a hatalmas méretű együttműködés milyen eredményeket hozott megoldásukra. Bármilyen régen vizsgálja is az emberiség a földmágneses tér sajátosságait, a legfontosabb problémákat még mindig homály fedi. Ennek az oka az, hogy a földmágnességet okozó anyag a Föld középpontja közelében olyan óriási nyomáson és hőmérsékleten van, hogy tulajdonságai össze sem hasonlíthatók a földfelszínen található anyagok tulajdonságaival. A fizika csak a legutolsó évtizedekben jutott el odáig, hogy elképzeléseket alakíthatott ki az anyagnak ilyen körülmények közötti viselkedéséről.

A földmágnesség magyarázatához nem használhatjuk fel a ferromágneses jelenségeket, mert a Föld anyaga 20–30 km mélységben már eléri a Curie-pont hőmérsékletét. A laboratóriumi kísérletek pedig arra mutatnak, hogy a jelenleg elérhető nyomások a Curie-pont értékét nem változtatják meg lényegesen. A külső kéreg felépítésében pedig ferromágneses anyagok nem játszanak jelentős szerepet.

Még nagyobbak a problémák a Nap és az állócsillagok mágnességével kapcsolatban. Ezek ugyanis egész tömegükben a Curie-pontnál magasabb hőmérsékletűek, mégis jelentős mágneses terük van. Különös módon ez a mágneses tér igen változékony, úgyhogy közvetlenül a tér nem magyarázható az égitestek forgásával. A bolygójellegű égitestek mágneses terének az oka valószínűleg más a Nap és az állócsillagok mágnességénél.

Nem csodálatos tehát, hogy *Einstein* 1954-ben úgy nyilatkozott, hogy két könnyen megfigyelhető jelenség mutat fizikai világképünk mély hiányosságaira: a földmágnesség és a kozmikus sugárzás.

Valamivel többet tudunk a földmágneses tér rövidperiódusú időbeli változását okozó külső hatókról, valószínűleg azért, mert a közvetlen vizsgálatoknak könnyebben vethetők alá, mint a Föld középpontjának ismeretlen területei. *Balfour Stewart* a mágneses tér napi variációiból már 1883-ban arra következtetett, hogy a magas légkörben egy elektromosan jövezető réteg létezik. Elgondolása — gyakorlati alkalmazás híján — 1902-ig feledésbe merült, amikor *Kennelly* és *Heaviside* a feltételezett rétegről rádióhullám segítségével visszaverődést észlelt. Ezzel a réteg közvetlenül

felhasználható gyakorlati valósággá lépett elő és a kutatása megindult.

A mágneses tér napi változását és háborgásait egyszerűen lehet magyarázni az ionoszférában folyó áramok mágneses hatásával, de ennek a felismerése hosszú fejlődési folyamat következ-ménye volt, és probléma továbbra is bőven ma-radt. Az első Nemzetközi Poláris Év folyamán csupán a Föld felületére korlátozódó empirikus adatgyűjtés folyt. Az anyag feldolgozása során megismertük a különböző mágneses változások morfológiai képét. A második Nemzetközi Poláris Évben sikerült megállapítani a magaslégrékben folyó áram-rendszernek alakját a sarkvidékekre vonatkozóan is. Ugyancsak ekkor vált ismerte-tté, hogy a mágneses egyenlítőn a mágneses napi menet amplitudója nagyságrenddel nagyobb, mint amekkorának az elméletből következően lennie kellene. Ezért a mostani NGÉ során a jelenség tanulmányozására a mágneses egyenlítő két oldalán már tervszerűen telepítettek mágneses obszervatóriumokat.

Az az elhatározás, hogy a Nemzetközi Geofizikai Évet napfolt-maximum idejére tették, teljes mértékben helyes volt. A NGÉ alatt elég sok erőteljes mágneses háborgás volt. Ezeknek és néhány előző év háborgásainak vizsgálatából *V. I. Afanasieva* arra következtetett, hogy helyesebb az eddigi formális felosztás helyett a mágneses háborgásokat aszerint osztályozni, hogy van-e a lefutásukban rövidperiódusú ingadozás (pulzáció) vagy nincs. (Eddig a háborgásokat „hirtelen beütéssel” vagy „folyamatosan kezdődő” típusokra osztották.)

Az új felosztás fizikailag indokoltabb, mert a csip-kézett lefutású, pulzációkat tartalmazó mágneses háborgásokat olyan naprendszerbeli korpuszku-láris áramok okozzák, amelyeken a Föld keresztül hatol. A rövid-periódusú ingadozások nélküli mágneses háborgásokat pedig a Föld „mellett” elhaladó korpuszku-láris áramok okozzák.

V. A. Troickaja észrevette, hogy nagy mágneses háborgások esetén kezdetben a pulzációk periódusa 10–15, majd 5–10 és végül 2 sec. A pulzációk periódusának ezt a szabályszerű csökkenését számos háborgásnál észlelte, úgyhogy nem tekinthető véletlennek. A jelenség magyarázata az, hogy a háborgás folyamán a korpuszku-láris áram a Földhöz mindig közelebb kerül és mind alacsonyabban fekvő légrétegeket zavar meg. A periódusok rétegről rétegre, az elektromos paraméterek változásának megfelelően változnak.

A. G. Kalasnikov megállapította, hogy ugyanannak a pulzációnak az óceán mellett fekvő obszervatóriumokban nagyobb az amplitudója, mint a szárazföld belsejében elhelyezett megfigyelő állomásokon.

Az *Antarktisz*on a *Mirnij* obszervatórium észlelései alapján *P. K. Szenyko* és *Sz. M. Mansurov* a földmágneses pulzációk szabálytalan részének jellegzetes lokális sajátosságaira hívták fel a figyelmet. *Mansurov* szerint a földmágnesség változása által az óceánban indukált elektromos áramok a

partnál koncentrálnak. Eszerint hasonló jelenséget kell találni mindenütt, ahol a partvonal alakja kedvező az áramrendszer kialakulásához.

A NGÉ alkalmával hagytuk el először mágneses méréseinkkel a Föld felületét. Rakétákba és mesterséges holdakba helyezett műszerekkel sikerült méréseket végezni a Földtől tekintélyes távolságra is. Az első hosszantartó földmágneses méréseket 230–750 km magasságban a harmadik szovjet mesterséges hold végezte. A mérések alapján *Sz. S. Dolginov* és *N. V. Puskov* azt az igen fontos következtetést vontak le, hogy mind a homogén mágnesezett földgömb tere, mind a világanomáliák tere azonos sebességgel csökken a magassággal, ebből az következik, hogy a kétféle tér oka ugyanabban a mélységben van a Föld belsejében. Ez újabb cáfolatát jelenti a Földmágnesség „ferromágneses” elméletének. Ugyanezek a mérések valószínűvé teszik, hogy az évszázados változás oka a Föld külső magjában van.

Rakétába helyezett mágneses műszerekkel a rendellenesen nagy napi menetet okozó egyenlítői gyűrűáram létezését is sikerült közvetlenül kimutatni.

A NGÉ kutatásainak egyik legjelentősebb tudományos eredménye a Van-Allen övek felfedezése volt. A mesterséges holdakba helyezett kozmikus sugázmérő műszerek segítségével ugyanis ki lehetett mutatni, hogy a Földet egy igen nagyintenzitású sugárzási öv veszi körül. Ennek az övnek a léte a magaslégrékről eddig kialakult elképzeléseinket egészen felforgatta. Kiderült ugyanis, hogy a Földhöz kapcsolt jelenségek nem szűnnek meg a légkör eddig optikailag kimutatott mintegy 1000 km magasságú felső határánál, hanem azon kívül nagyságrendekkel nagyobb távolságokra is létezik egy, a Föld tulajdonságai által befolyásolt térrész. Ennek az övnek a jelenségeit a Föld bizonyos tulajdonságai szabályozzák. Az öv tehát a Földhöz tartozik, annak része és Földünk jelenleg ismert legkülső burka. Hogy ez az öv légkörnek tekinthető-e vagy sem, az definíció kérdése. Nyilvánvaló, hogy az exoszféra sajátosságai merőben különböznek az általunk megszokott légkörfogalomtól, de gondolnunk kell arra, hogy a sztratoszféra és újabban a termoszféra és ionoszféra különböző rétegeinek a fogalma is eleinte egészen idegen volt számunkra és csak később foglalták el most megszokott helyüket a légkört felépítő elemek között.

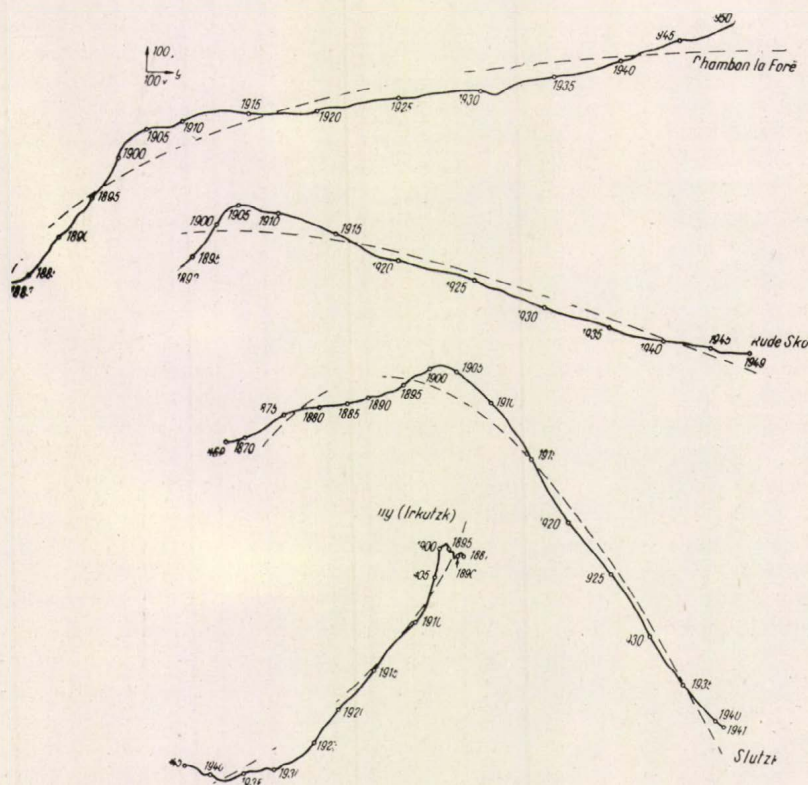
Jelenlegi tudásunk szerint a Van Allen öv kialakításában fontos szerepe van a földmágneses térnek. Ez a tétel azonban megfordítható. Ugyanis a mágneses tér napi menetének és különösen háborgásainak elméletében természetesen a Van Allen övek létezését is számításba kell venni. A mágneses viharoknak *Chapman–Ferraro* elmélete szerint ezeket a háborgásokat a Nap által kibocsátott, ionizált gázok áramai, illetve felhői okozzák, földközeli-be érve. Az elmélet a Föld és az áramlat bizonyos idealizált formáján alapszik. A mágneses háborgás főjelensége néhány földszög távolságban nyeri az eredetét, és az

elmélet hallgatólágoosan azt is feltételezi, hogy az interplanetáris tér egészen üres. *Sydney Chapman* bizonyos jelenségekből arra következtet, hogy a Nap légköre a naprendszeren túlra terjed, és a Föld és a bolygók ebben a rendkívül ritka légkörben keringenek. A Föld neutrális, vagy ionizált hidrogént tartalmazó magaslégköre is igen kiterjedt és talán a holdtávolság feléig terjed. A földmágneses háborgások elméletét ebből az új szempontból is át kell tehát dolgozni, és az eddigi dinamo és korpuszkuális raj elméletekkel szemben mindinkább előtérbe lép a Van Allen övek deformációján alapuló plazma elmélet.

Látható, hogy az új kutatási módszerek bevezetése alapvetően megváltoztatta a légkör felépítésére vonatkozó és a földmágneses jelenségekkel szorosan kapcsolatos elgondolásainkat és itt további fontos eredmények várhatók. A világűrbe kihatoló rakétákkal ugyanis a Van Allen övek tulajdonságainak további felderítése mellett, valószínűleg hamarosan meg lehet állapítani majd közvetlen mérésekkel társbolygóink mágneses terének sajátságait, nagyságát és irányítottágát, valamint az interplanetáris tér mágneses tulajdonságaira vonatkozólag is nyerünk adatokat. Ezek a kísérleti eredmények hozzá fognak segíteni a Föld mágneses terének pontosabb magyarázatához.

3. A földmágneses tér évszázados változása

Ezek a kutatások természetesen igen nagy technikai felkészültséget kívánnak és nagyon költségesek, végrehajtásuk nem lehet kis népek feladata. *Magyarországon* az utóbbi években ezért inkább a földmágneses tér évszázados változásával foglalkoztunk.



3. ábra. A mért és a matematikailag megközelített évszázados változás vektordiagramja az XY síkon

Ismeretes, hogy a mágneses obszervatóriumok évszázadok óta a földmágneses tér összetevőinek lassú egyirányú változását figyelik meg. A látszólagos egyirányúság a változás hosszú periódusának a következménye. Észlelési sorozataink ugyanis általában nem elég hosszúak ahhoz, hogy a változás periódikus jellege kifejeződjék.

Igen hosszú megfigyelési sorozatokból arra következtethetünk, hogy a változás teljes periódusa mintegy 500 esztendő. Ez az időköz a mágneses mérések történetéhez viszonyítva hosszú, a geológiai korok időtartamához képest azonban igen rövid. Nagy probléma ezért az, hogy egy, a Föld belsejéhez kötött, tehát feltételezhetően geológiai jellegű nagyméretű változás hogyan lehet ilyen rövid periódusú folyamat.

A földmágneses tér évszázados változását izopor térképeken szokták ábrázolni. Ezek a térképeken az egyes mágneses összetevőket külön-külön ábrázolják és folytonos vonallal összekötik azokat a pontokat, ahol az illető mágneses elem évi változása azonos. Ez az ábrázolási mód rendkívül önkényes, mert a mágneses tér évszázados változásában nem az egyes összetevők változnak, hanem egy térvektornak az iránya és nagysága. A térvektor összetevőkre bontásában nagy szerepet játszik a választott koordináta rendszer; szemléletünk további rendkívüli megterhelését jelenti a földgömb sík-ábrázolása.

Az így szerkesztett izopor térképek az évszázados változásról érthető módon széteső képet nyújtanak. Ebből arra következtettek, hogy a földmágneses tér évszázados változása kontinen-

tális méretű, regionális típusú jelenség és nem tekinthető az egész Földet mint egészet általánosan érintő, globális folyamat következményének.

Az izopor centrumok vizsgálata során jutottak arra a feltevésre, hogy a Föld belsejében különböző irányítottágú „dipolusok” mozognak. Ez az elgondolás vezetett *E. C. Bullard* és *W. M. Elsasser* évszázados változás elméletéhez, amely szerint a változást a fémesen vezető folyékony külső magban fellépő termikus eredetű hidromágneses örvények okozzák. Minden örvény egy dipolusnak felel meg.

A feltételezett folyamat energetikus háttere azonban nem világos. Elektromosan, tehát termikusan is jóvezető közegben a hőmérséklet különbségeknek a geológiai korok folyamán már régen ki kellett volna egyenlítődnie, főleg akkor, ha ezt a kiegyenlítődést állandó anyagáramlás is elősegíti. Ha pedig a magban állandóan ható hőforrásokat tételezzük fel, felmerül az a kérdés, hogy az

ugyancsak geológiai korok óta létező áramlások ezeket miért nem keverték el egyenletesen, és miért képeznek ezek manapság is határozottan kimutatható centrumokat. Ilyen hőforrások létezése esetén a Föld belsejének állandó felmelegedését is fel kellene tételezni. Az elméletből következik, hogy az izoporcentrumok kialakulása és földfelületi eloszlása véletlen jellegű, vagy az évszázados változás lokális (illetve, mert az örvények nagyok, regionális) jellegű folyamat következménye.

A változás általános jellegű sajátosságainak kutatására alkalmasabb a földmágneses tér gömbfüggvény együtthatóinak a vizsgálata. A mágneses gömbfüggvények alapján tett egyik legfontosabb általános megállapítás az, hogy az évszázados változás székhelye a Föld belsejében van. Ugyancsak a gömbfüggvények vizsgálatából ismeretes továbbá, hogy a Föld mágneses középpontja a nyugat-csendesóceáni térség irányában 300–400 km-rel excentrikus. Az excentricitási pont, az évszázados változásnak megfelelően, lassan — évenként $0,2-0,3^\circ$ -kal — nyugati irányba vándorol.

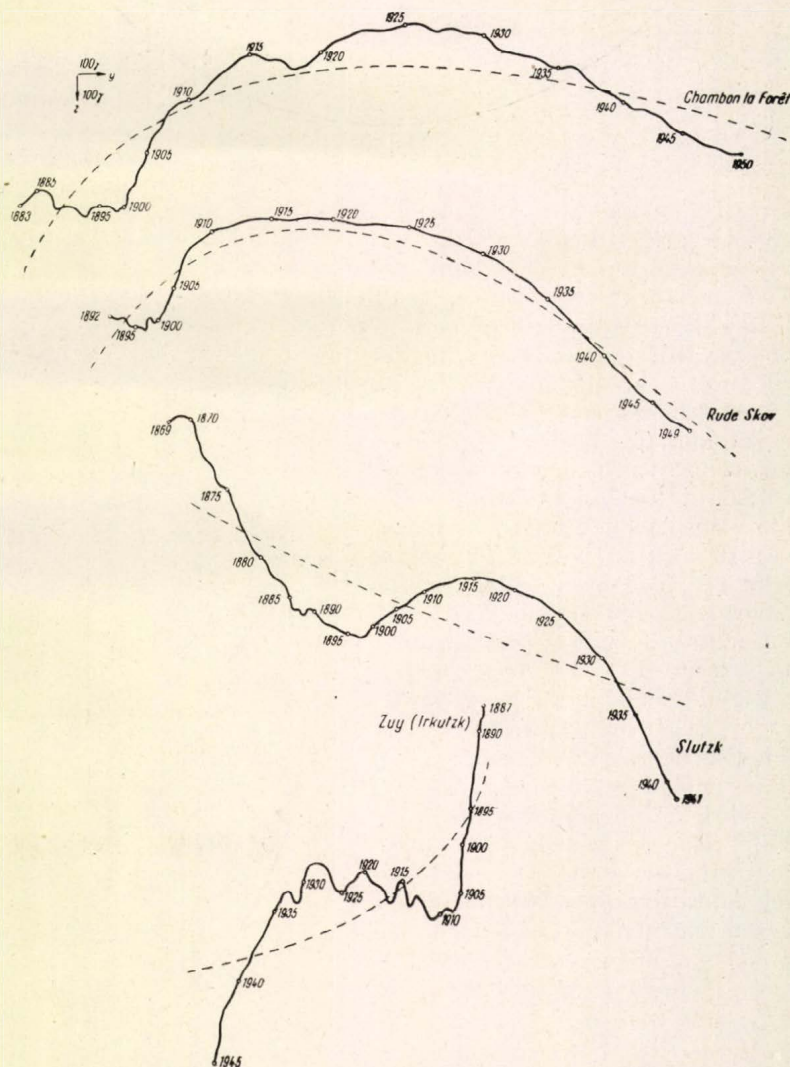
A gömbfüggvények vizsgálatából az is megállapítható, hogy az excentrikus dipólus nemcsak a statikus teret, hanem az évszázados változást is sokkal jobban leírja, mint a centrikus dipólus. Ennek az a fontos elvi következménye, hogy a fizikai valóságot az excentrikus dipólus képviseli, a centrikus dipólusnak nincs valódi fizikai jelentése, csak a gömbfüggvénytörfejtés matematikai sajátosságai rögzítik a középponthoz. Ez a felismerés a mágneses középpont valódi mozgására utal.

Látjuk, hogy a földmágneses tér évszázados változásának vannak bizonyos általános tulajdonságai, amelyeket az egyes obszervatóriumok adatait vizsgálva is felismerhetünk. A mérsékelt övi obszervatóriumok egyes összetevőinek időbeli változását grafikonon ábrázolva a nyert görbéken egy 200–300 gamma amplitudójú, 50 év periódusú hullám ismerhető fel. (3–4. ábra) Ha a jelenséget térben vizsgáljuk, akkor megállapíthatjuk, hogy a mágneses vektor végpontja az évszázados változás következtében egy csavarvonalszerű térgörbét ír le. A csavarvonal tulajdonságai jelentkeznek összetevőkre bontva a fent jelzett 50 éves periódusú hullámban. A jelenség vizsgálatából kiderül, hogy az évszázados változás sebességének van egy 50 éves periódusa, a változásnak 1910 körül minimuma és 1935 körül maximuma van. A csavarvonal körüljárási iránya az északi mérsékelt övben meg-

egyezik az óramutató járásának az irányával, az Eurázsiai kontinensen a folyamat periódusa 40–50 év.

A leírt jelenségből arra következtethetünk, hogy a földmágneses tér évszázados változásában olyan globális jellegű folyamat észlelhető, amely csaknem az egész földfelületen egységesen jelentkezik. Az eddigi regionális jellegű évszázados változás felfogással szemben tehát megállapítható, hogy a jelenségben — a gömbfüggvények alapján megállapítottakon kívül — más általános érvényű folyamat is található.

Ha az évszázados változás egyik részjelensége is az egész földet érintő általános folyamat következménye, világos, hogy a főváltozás méginkább általános jellegű lehet. Hogy a koordinátarendszer választásából származó önkényességet elkerüljük és a jelenséget úgy vizsgáljuk, mintha a Földet kívülről szemlélnénk, a változásvektorokat ortogonálisan vetítettük az egyenlítőre és arra merőleges két síkra. Ennek a rendszernek az előnye, hogy a Földhöz viszonyított helyzete térben és időben állandó és megszabadulunk a gravitációs



4. ábra. A mért és a matematikailag megközelített évszázados változás vektordiagramja az YZ síkon

tethetünk, hogy a földmag mozgásának is van 50 éves periódusa. Mivel a Föld magjának a sűrűsége (17 g/cm^3) mai ismereteink szerint lényegesen nagyobb, mint a környező anyagé (11 g/cm^3), a feltételezett földmag-mozgásnak különböző mechanikai jelenségeket is kell okoznia. Így a tömegelmozdulások következtében meg kell változni a Föld forgássebességének és a gravitációs erőter nivófelületének is. Ha ezek a változások egyenletesek volnának, akkor kimutatásuk nagy nehézségekbe ütközne, ha azonban a magmozgásban megvan a mágneses mérések alapján feltételezett 50 éves periódus, akkor ugyanezt a periódust a Föld forgássebességének és tengerszintjének változásában is észlelni kell. Valóban mindkét jelenségben felismerhető egy kb. 50 év periódusú hullám, ami a Föld belsejében végbe menő tömegmozgásra utal.

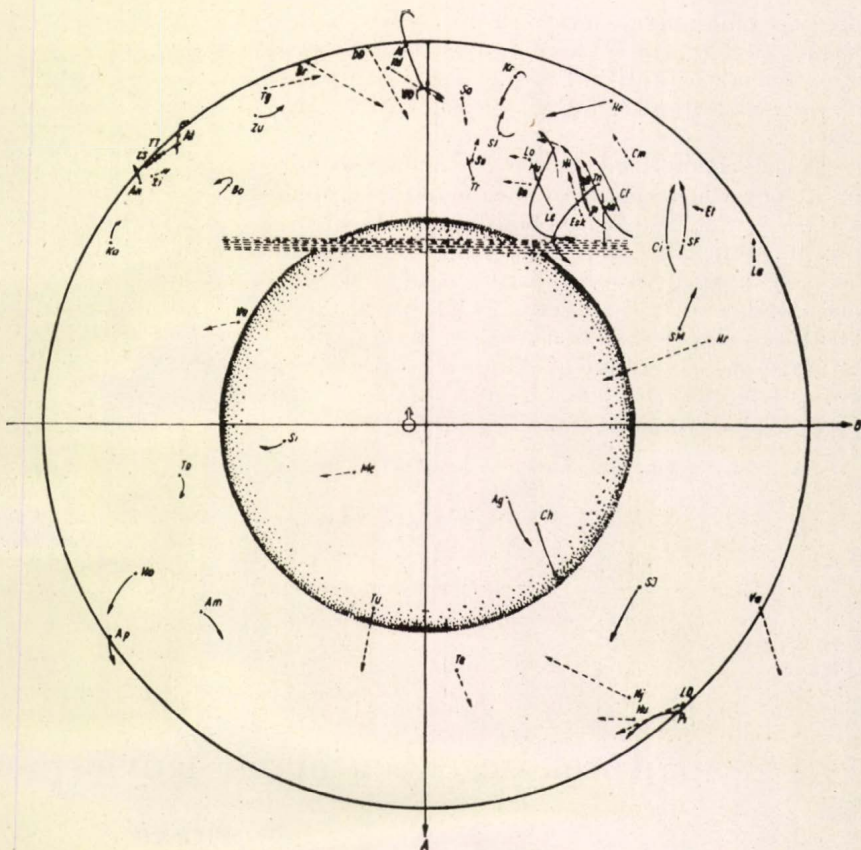
A földmag excentricitásának természetesen a Föld alakjára is módosító hatása van, ennek a taglalása azonban túllépné ennek a cikknek a kereteit, úgyhogy ezzel a kérdéssel más alkalommal kívánunk foglalkozni.

4. A Föld mágneses terének új felmérése 1960–65-ben

Látható, hogy Földünk mágneses terének mérése igen fontos tudományos problémákat vet fel, és megoldásukat is lehetővé teszi, ezért igen fontos tudományos érdek az erőter minél pontosabb és megbízhatóbb mérése, lehetőleg a Föld minden pontján. A földmágneses tér egész Földre kiterjedő rendszeres mérése a vasmentes *Carnegie* hajó működése következtében 1920-tól 1930-ig volt a legélénkebb. Sajnos, a *Carnegie* benzinrobbanás következtében 1929-ben megsemmisült, ezért az óceánok rendszeres felmérése — vasmentes hajó hiányában — jó ideig szünetelt.

A műszertechnika fejlődése a második világháború alatt lehetővé tette légi- vagy hajóvontatású magnetométerek készítését. Ezeknek az alkalmazása nagy területek gyors felmérésére széles körben elterjedt. A NGE vizsgálataira a *Szovjetunió* egy újabb vasmentes hajót építtetett, úgyhogy az utóbbi évtizedek hiányosságai ezen a területen is megszűntek.

A vasmentes hajó a „Zarja”, 15 hónap alatt folyamatos észleléssel 47 000 mérföldet tett meg, hatszor szelte át az Atlanti Óceánt különböző földrajzi szélességeken, öt utat tett meg az Indiai Óceánon. Útja folyamán az Atlanti Óceánban nagy mélységek fölött eddig ismeretlen mágneses anomáliákat fedezett fel, és kijavította a régebbi mágneses térképek több pontatlanságát. A Zarja



7. ábra. Az évszázados változás a Hudson öböl felől nézve. (A jelzések magyarázatát l. az 5 ábra aláírásában)

10 földmágneses obszervatóriumot látogatott meg a Nemzetközi Geofizikai Év folyamán és mágneses etalonnal mindenütt összehasonlító méréseket végzett. Munkája következtében az évszázados változásra vonatkozólag pontosabb ismereteket nyertünk az óceánok területére.

A Nemzetközi Geofizikai Év nem volt alkalmas újabb világfelmérés elvégzésére, mert időpontja napfoltmaximum idejére esett és ilyenkor sokkal gyakrabban fordulnak elő mágneses háborgások, mint napfoltminimumkor. Ezek a háborgások pedig a mérések pontosságát rontják. Ezért a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió Földmágnességi és Aeronómiai Asszociációja elhatározta, hogy a mérést a Nemzetközi Geofizikai Év utáni napfoltminimum időszakában, 1960–65 között fogja elvégeztetni.

A földmágneses tér évszázados változásának minél pontosabb meghatározása céljából ezt a világfelmérést tíz évenként megismétlik. A tervszerűség szerint az egész Föld felületét olyan mérési hálózattal kívánják beborítani, amelynek a mérési pontjai egymástól legfeljebb 200 kilométerre vannak. Természetesen a szárazföldeken a mérési pontok sűrűségét lényegesen növelik. A tengerek felmérésére egymástól 200 kilométerre húzódó légimagnetométer szelvényeket készítenek.

A déli féltekén a terület csekély lakottsága és a szárazföldek egymástól való igen nagy távolsága miatt a légi magnetométeres mérés nehézségekbe ütközik. A világszervezet ezért felkérte a Szovjetunió geofizikai bizottságát, hogy vasmentes hajóját a világfelmérés idején a déli félgömbön működtesse.

A világfelmérés adataiból számított mágneses gömbfüggvény minden eddiginél pontosabban határozza majd meg a Föld mágneses középpontja helyét, és eldönti azt a régen vitatott kérdést,

hogy a földmágnességet okozó belső és külső hatók mellett van-e szerepe a tér kialakításában a potenciál nélküli résznek, vagy pedig az csak az eddigi adatrendszerek hiányosságaira vezethető vissza?

A megismételt mérés pedig a mágneses közép-pont mozgására ad majd megbízható felvilágosítást és így a Föld belsejében lejátszódó folyamatokról pontosabb képet nyerünk. Mindenesetre látható, hogy a Nemzetközi Geofizikai Év folyamán kialakított rendszeres, szervezett és előre kitűzött célok érdekében végzett munka tovább folytatódik és eredményeképpen Földünk szerkezeti felépítését és jelenségeit az eddiginél sokkal pontosabban ismerhetjük meg.

(A miskolci vándorgyűlésen elhangzott előadás).

Barta György

Állami Eötvös Loránd
Geofizikai Intézet

IRODALOM

- Barta Gy.: Geof. Közl. III. kötet, 1. szám, 1954.
 „ „ VI. „ 1—2. „ 1957.
 „ „ VII. „ 1. „ 1958.
 „ „ VIII. „ 1—2. „ 1959.
 Ann. Univ. Scient. Budapestensis de R. Eötvös
 nominatae. Sectio Geologica Tomus I., 1957. Tomus
 II., 1959.
 Zeitschrift für Geophysik Jahrgang 24. Heft 4/5.
 Brouwer D.: Proc. of the National Acad. Sci., 1952.
 Bullard E. O. ...: Philosoph. Transact. Roy. Soc. Lon-
 don Ser. A. 243. 1950.
 Elsasser W. M.: Rev. of Mod. Physics 22, 1. 1950.
 Fisk H. W.: Terr. Magn. 37. 3. 1932.
 Kalinyin Ju. D.: A. Géophys. Intern. Bulletin d'infor-
 mation, Moszkva, 1960. No. 8.
 Lowes F. J.—Runcorn S. K.: Transact. Roy. Soc. Lon-
 don, Ser. A, 243. 1951.
 Lucke O.: Geomagn. und Aeronomie Bd. III. Berlin, 1959.
 Mc Nish A. G.: Transact. Amer. Geophys. Union 14 th
 annual meeting, 1933.
 Slaučičaj L.: Centr. of Baltic Univ., 6, Pinneberg, 1948.
 Spencer-Jones H.: Handbuch der Physik. Bd. XLVII.
 Berlin 1956.
 Vestine E. H.: Journ. of Geophys. Research, 58. 1953.

Törőközegekben mozgó fényforrások optikája

I. M. FRANK

(A Nobel-díj átvételénél Stockholmban 1958. december 11-én tartott előadás rövidített szövege)

1. §. A sugárzás sajátságai közegben

Évek során át a Vavilov—Cserenkov-sugárzás csak sajátságos és nehezen megfigyelhető optikai jelenség volt. A fényfelvillanások keltésére rádió-aktív preparátumokat használtak és megfigyelésük vizuálisan történt.¹ Úgy látszott, hogy a fényhatás gyengesége kizárja, hogy ezt a jelenséget a fizikában vagy még inkább a technikában alkalmazni lehessen.

A Vavilov—Cserenkov-sugárzás elméletének megjelenése^{2,8} pillanatától ezt a jelenséget úgy lehetett tekinteni, mint a fénysebesség feletti sebességek optikájának egy példáját. Ez volt az egyetlen eset erről a területről és teljesen elkülönítettnek látszott minden ismert fizikai jelenségtől. Nyilvánvaló volt, hogy elvben lehetségesek más jelenségek is a fénysebesség feletti sebességek optikájában, azonban megfigyelésük rendkívül bonyolultnak mutatkozott. Így már az első számítások mutatták, hogy az a Vavilov—Cserenkov-sugárzás, amelyet nem az elektron elektromos töltése, hanem pl. mágneses momentuma hoz létre, annyira gyenge, hogy kívül áll a kísérleti megfigyelés lehetőségein.³ Ugyancsak nyilvánvaló volt, hogy nehéz megteremteni a feltételeket a fénysebességnél nagyobb sebességgel repülő atom megfigyelésére.⁴

Ezeknek a kérdéseknek az elméleti tárgyalása évek során át főleg csak elvi szempontból történt.

A magfizika fejlődése és a kísérleti technika tökéletesedése az utóbbi években arra vezetett, hogy a Vavilov—Cserenkov-sugárzás nagyszámú alkalmazást talált a nagyenergiájú részecskék fizikájában. Fény derült továbbá ezen jelenség sok más problémával való kapcsolatára, pl. a plazmafizikát, az asztrofizikát, a rádióhullámok keltésének problémáját, a részecskék gyorsításának kérdéséről stb.

Most nemcsak törvényszerű, de nélkülözhetetlen is már azon jelenségek szélesebb alapokon való tárgyalása, amelyek a Vavilov—Cserenkov-sugárzással kapcsolatosak.

Természetes feltenni a kérdést azon sugárzás sajátságaira vonatkozólag, amelyet nem csak elektromos töltés, hanem tetszőleges, törőközegekben mozgó fényforrás is létrehozhat.⁵ Ilyen általános kérdésfeltevés, amelyik speciális esetként magába foglalja a Vavilov—Cserenkov-jelenséget is, manapság nemcsak elvi szempontból érdekes. Lehet remélni, hogy ebből a jelenségekörből néhány már a közeljövőben kísérleti vizsgálat tárgya lesz.

Elképzeléseink a gyorsan mozgó részecskének anyaggal való kölcsönhatására vonatkozólag lényeges változásokat szenvedtek a Vavilov—Cserenkov-jelenség felfedezése óta.

Korábban nyilvánvalónak látszott, hogy az a sugárzás, amelyik nagy energiájú töltött részecskék közeggel való elektromágneses kölcsönhatásánál keletkezik, mindig a fékezési sugárzás vala-

milyen fajtája. Ilyen sugárzásban az energia fő részét nagy energiájú fotonok hordozzák. Ezeknek a fotonoknak a kibocsátására és tovaterjedésére nézve viszont a közeg optikai sajátságai nem lényegesek. Úgy tekintették továbbá, hogy a gyors részecskék által létrehozott ionizációs és gerjesztési folyamatokat úgy lehet felfogni, mint ezen részecskék egyes atomokkal és molekulákkal történő kölcsönhatásának összegét. Ebből az következett, hogy a nagy energiájú részecskék anyaggal való kölcsönhatásánál általában nem lényegesek a közeg makroszkópikus sajátságai.

A Vavilov—Cserenkov-jelenség felfedezése és magyarázata, valamint ennek és az ionizációs veszteségeknek Fermi által felfedezett⁶ kapcsolata, elkerülhetetlenné tették ennek az álláspontnak a revidálását.

Jelenleg nem kétséges, hogy a gyorsan mozgó részecskék fénykibocsátási folyamatainál a közeg makroszkópikus sajátságai igen lényegesek. Nagyon fontos mennyiség a sugárzó sebességének és a fény sebességének a viszonya, mert ettől függ a sugárzás. Vákuumban a fénysebesség mindig állandó és nagyobb a fényforrás sebességénél, így az a sugárzást meghatározó formulákba mint univerzális konstans kerül. Ezért a vákuumban a sugárzást csak a fényforrás természete és mozgástörvénye határozzák meg. Másképpen áll a helyzet törőközegekben. A fény fázis- és csoportsebessége itt más, mint vákuumban, függ a közeg sajátságaitól és a fény frekvenciájától. Optikailag anizotróp közegekben a hullám tovaterjedési irányának és polarizációs állapotának függvénye. Véges kiterjedésű közegekben jelentősége van a fénysebesség változásának is a közeg határán való áthaladáskor. Így törőközegekben a sugárzó sebességének és a hullám terjedési sebességének a viszonya erősen függ a fény sebességétől a közegben és annak változásaitól. A légüres tértől eltérően, ez a viszony, speciálisan, az egységnél nagyobb is lehet. Ennek eredményeképpen a fény közegben való terjedésének sajátságaitól nem csak a sugárzás sajátságai, de néha még létrejöttének ténye is függ. Ennek példája a Vavilov—Cserenkov-jelenség.

A közegben történő sugárzás, magától érthetően, nagy mértékben függ a sugárzó természetétől is. Az elmélet lehetőséget ad arra, hogy előre megmondjuk a Vavilov—Cserenkov-sugárzás sajátságait nemcsak mozgó elektromos töltésre, de más esetekre is. Így például az elektromos töltéssel analóg Vavilov—Cserenkov-sugárzást kell létrehoznia a mágneses töltésnek is létezése esetén.⁷

Ha a mágneses töltés sugárzását most is csak mint elméleti lehetőséget kell tekintenünk, ugyanakkor az elektromos és mágneses dipóloknál és multipóloknál a Vavilov—Cserenkov-jelenség kérdése teljesen reális.

Tulajdonképpen a mozgó részecskerendszerek sugárzásának vizsgálata nélkülözhetetlennek mutatkozhat számos feladat megoldásánál, amelyek a plazma-folyamatokkal és a részecske gyorsítás problémáival kapcsolatosak. Nyilvánvaló, hogy a

részecskerendszer lehet kvázineutrális is speciális esetben, de lehet elektromos és különösen mágneses momentuma, amelyeket a mozgó kóráramok okoznak.

A részecskerendszer nemcsak mint egész mozoghat, de lehet saját rezgési frekvenciája is. Különösen vonatkozik ez olyan rendszerekre, mint a mozgó atom, ion vagy atommag. Sajátfrekvenciát kell hozzárendelni a mágneses térben mozgó elektronhoz is (a tér iránya körüli forgás Larmor-frekvenciáját). Ezért a Vavilov—Cserenkov-jelenség elméletének általánosításán kívül, szükséges azon sugárzó rendszerek általános esetének tárgyalása is, amelyek saját rezgési frekvenciával rendelkeznek.⁵

Ez az általános tárgyalás magába foglalja a Vavilov—Cserenkov-jelenséget is. Utóbbi annak a határesetnek felel meg, amikor a sajátfrekvencia zérussal egyenlő.

Hogy a töltésugárzás elmélete fénysebesség felletti sebességeknél nem került revízió alá, az elmúlt 20 évben az, egyáltalán nem azt jelenti, hogy ennek a jelenségkörnek az elmélete teljesen befejezett. Először L. I. Mandelstam mutatott rá, hogy a fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó töltés sugárzásához nem feltétlenül szükséges, hogy az sűrű közegben mozogjon.* A sugárzás ugyanaz marad, ha a töltés egy üres hengercsatorna tengelye mentén, ennek belsejében mozog a törőközeg belsejében, csak az szükséges, hogy a csatorna átmérője kicsi legyen a kisugárzandó hullámhosszhoz viszonyítva. Gyakorlatilag ez nagyon lényeges, mivel sugárzás a közegben csak abban az esetben lép fel, amikor a sugárzó nem kap közvetlen lökést a közeg atomjaitól, amelyek azt deformálnák, vagy szétrohnátnák. Bebizonyult, hogy ez a dipólkisugárzásra is alkalmazható közegben.

Amint azonban az utóbbi időben a V. L. Grinzburch és munkatársai kimutatták, ez a kérdés egyáltalán nem olyan egyszerű, mint az korábban látszott.¹⁰ A dipólt közvetlenül körülvevő közeg sajátságai lényegesek lehetnek, és ezért azokat még tetszőlegesen kis átmérőjű csatorna jelenlétének sem lehet elhanyagolni. Ez a körülmény arra kényszerít bennünket, hogy kritikusán nézzük a korábban kapott adatokat is. Így mágneses dipól tanulmányozásánál két különböző módszerrel egymásnak ellentmondó eredményeket kaptak.^{4,7} Arra lehet gondolni, hogy nem a felhasznált módszerek egyikének hibás volta az ok, hanem az, hogy különbözőképpen vették figyelembe a mozgó dipólt körülvevő közeget. Lehetséges, hogy mindkét eredmény helyes, de fizikailag különböző esetekre vonatkoznak. Ezt a kérdést azonban még pontosabban meg kell vizsgálni.

Ebben az előadásban nem foglalkozunk az érintett jelenségkör teljes sokoldalúságával, hanem csak a közegben történő sugárzás legegyszerűbb esetét tekintjük: azt az esetet, amelyben a rendszer haladó mozgása egyenletesnek és egyenesvonalúnak tekinthető.

* Lásd V. L. Ginzburg és I. M. Frank cikkét.⁹

2. §. Átmeneti sugárzás

Az elektromos töltés egyenletes mozgásánál létrejövő sugárzás jellemző példája közegben az úgynevezett átmeneti sugárzás. Az az állítás, hogy az elektromos töltés fénysebességnél (fázissebesség!) kisebb sebességű egyenletes egyenesvonalú mozgás esetén nem sugároz, csak azon feltétel alatt helyes, hogy a fény sebessége a részecske útja mentén nem változik. Ha például egy egyenletesen mozgó töltött részecske két különböző törésmutatójú közeg határán halad át, akkor fellép az átmeneti sugárzás. Sugárzás azért jelenik meg, mert az ugrás, amelyet a fény fázissebessége szenved a két közeg határán, bizonyos fokig a részecske sebességében bekövetkező ugrással tekinthető egyenértékűnek. A jelenség és a fékezési sugárzás analógiája teljessé válik határesetben, amikor a részecske vákuumból fémbe megy át, amelyben a fény hullámhosszához képest rövid távolságon belül abszorbeálódik. Az átmeneti sugárzás intenzitása ebben az esetben maximális. Az átmeneti sugárzás optikai spektrális eloszlása azonos azzal a sugárzással, amely akkor jön létre, ha egy elektromos töltés és a vele szemben mozgó ellentétes előjelű töltés (az eredeti töltés képe a fémbe) hirtelen megállnak a találkozás pontjában.

Az átmeneti sugárzás intenzitása kis sebességeknél arányos a részecske kinetikus energiájával, de a relativisztikus sebességtartományban úgy nő, mint a teljes energia logaritmus. A fékezési sugárzáshoz hasonlóan ebben az esetben az átmeneti sugárzás is élesen irányítottá válik. Az átmeneti sugárzás hasznos lehet az ultrarelativisztikus részecskék energiájának meghatározására. Ez lényeges, mivel az ultrarelativisztikus részecskéknél a Vavilov—Cserenkov-jelenséget erre a célra használni nagyon nehéz. Mint ismeretes, a Vavilov—Cserenkov-sugárzás irányítottági szöge és intenzitása ebben az esetben gyakorlatilag állandó értéket vesz fel.

Az átmeneti sugárzás alkalmazását az nehezíti meg, hogy intenzitása nagyon kicsi. A foton kisugárzás valószínűsége a finomstruktúra nagyságrendjébe esik, azaz századrendű. Ha nem sikerül summázni sok lemez átmeneti sugárzását, akkor az egyes részecske megfigyelése az átmeneti sugárzás alapján csak nagyon kis határfokkal történhet. Ezzel kapcsolatban megemlíti az átmeneti sugárzás tulajdonságait extrémrelativisztikus sebességeknél. Eltérően a kis sebességű részecske esetétől, extrémrelativisztikus részecskének vákuumból átlátszó dielektrikumba történő beesésénél az átmeneti sugárzás majdnem ugyanolyan, mintha fémről lenne szó. Ezt könnyű megérteni a fékezési sugárzással való analógia alapján. Valójában a fény sebességváltozása a részecske kis sebességváltozásával ekvivalens. De kis sebességváltozás az ultrarelativisztikus részecske esetében nagy energiaváltozást jelent, azaz a részecske erős fékeződését. Ez a tulajdonság lehetővé teszi vákuumban elhelyezett sok párhuzamos lemez felületéről eredő átmeneti sugárzások összegezését.

Másik sajátosság, hogy a vákuumban extrémrelativisztikus sebességeknél az egyensúlyi tér, amelyet magával visz a részecske, véges úton formálódik ki. Ezért, hogy a sugárintenzitás ne legyen igen alacsony, a lemezek közötti vákuumrétegeknek nem szabad egy adott értéknél kisebbeknek lenniük. Így 10^{11} elektronvolt energiájú protonra ez a minimális távolság 1 mm nagyságrendű, de 10^{14} elektronvolt esetén kilométer rendű értelmetlen méretekig nő.

Amikor ilyen részletesen foglalkoztam az átmeneti sugárzással a törőközegekben mozgó fényforrások sugárzásának különleges optikai tulajdonságaira akartam példát mutatni. Ezek a különös sajátosságok a fény közegbeli terjedésének törvényszerűségeiből adódnak döntő módon.

Meg kell jegyeznünk, hogy bár az átmeneti sugárzás elméletét Grinzburg és ezen cikk szerzője¹¹ több mint egy évtizeddel ezelőtt kifejlesztette és ezután számos munkában vizsgálták,* kísérletileg nem került tanulmá-

nyozásra. A helyzet itt majdnem ugyanolyan, mint a Vavilov—Cserenkov-jelenség tanulmányozásával kapcsolatban a fenti szerzők munkájának megjelenéséig. Kétségtelen, hogy az átmeneti sugárzást szintén nem egyszer megfigyelték különböző fizikusok, mivel az elektrodafelületek világítása bombázó részek hatása alatt jól ismert. Az azonban még ma sem tisztázott, hogy mennyiben járul hozzá ehhez a világításhoz a lumineszcencia, a fékezési sugárzás és az átmeneti sugárzás. A legreménykeltőbb adatokat az átmeneti sugárzásra vonatkozólag nem régen A. E. Csudakov kapta (még nincs publikálva). Ő koincidencia-módszerrel figyelte meg a fotonokat, amelyek fémfólia felületéről emittálódnak rádiófoszforból eredő elektronokkal való besugárzásakor. A talált intenzitás megfelelt, legalább nagyságrendben, annak, ami az átmeneti sugárzás esetére elméletileg adódott.*

Ugyancsak meg kell jegyezni, hogy a Vavilov—Cserenkov-sugárzás megfigyelésekor gyakorlatilag mindig fellép mint összetevő és elkülöníthetetlen alkatrész a radiátor véges vastagsága miatt átmeneti sugárzás is. Amint V. E. Pafomov kimutatta, nagyon kis radiátorvastagságoknál ezt a körülményt figyelembe kell venni.⁶

3. §. A sugárzás színe és a jelenség kvantummechanikai értelmezése

Fénysebességnél nagyobb sebességgel egyenletesen mozgó töltött részecske sugárzását, mint ismeretes, teljesen le lehet írni a klasszikus elektrodinamika módszereivel. Ennek a jelenségnek kvantummechanikai elméletét először Grinzburg fejlesztette ki,³ utána számos más szerző.** Grinzburg kimutatta, hogy a klasszikus formula, amelyik meghatározza azon szög cosinusát, amely alatt a sugárzás történik, egy nagyon kis korrekció erejéig helyesnek tekinthető. A korrekció nagyságrendben a kisugárzandó foton energiájának és a mozgó sugárzó teljes energiájának viszonyával egyezik meg (elektronra ez a viszony kisebb, mint 10^{-3}). Ha a pontos formulában szereplő kis kvantummechanikai korrekciót figyelmen kívül hagyjuk, akkor mind klasszikus, mind kvantummechanikai módszerrel azonos eredményt kapunk a kisugárzandó fény frekvenciája és kisugárzási iránya közötti relációkra vonatkozólag. Írjuk őket kvantummechanikai formában és rögtön olyan rendszerre, amelyik ω_0 sajátfrekvenciával rendelkezik,^{14,5} (ω_0 — mérési frekvencia laboratóriumi rendszerben, azaz $\omega_0 = \omega'_0 \sqrt{1 - \beta^2}$). Itt nem szükséges feltételezni, hogy ω_0 az egyetlen sajátfrekvencia, amivel a rendszer rendelkezik. Azt egynek lehet tekinteni a komplikált frekvenciaspektrum komponensei közül és vele kapcsolatos sugárzást tárgyalhatjuk.

Ha a foton impulzusa (amely a közegben $n\omega/c$ nagyon kicsi a sugárzó impulzusához képest, akkor az impulzus megmaradás törvényét a következőképpen lehet felírni:

$$\frac{n\hbar\omega}{c} \cos \Theta = \frac{\Delta E}{v}. \quad (1)$$

Itt ΔE a sugárforrás kinetikus energiájának változása, v pedig a sebessége. Viszonyuk adja a rendszer impulzusváltozásának nagyságát.

* Jelley a Cserenkov-sugárzásról szóló könyvében,¹⁸ amellyel csak ennek az előadásnak a megírása után volt alkalmam megismerkedni, utalás van arra, hogy a könyv szerzője Elliottal és Goldsmith-szel együtt megfigyelték 1958-ban egy sugárzást polirozott felületű alumínium céltárgy 1,5 MeV energiájú protonokkal való bombázásakor. Az intenzitás és polarizációs adatok alapján a szerzők ezeket a fényfelvillanásokat átmeneti sugárzásnak tekintették.

** Lásd pl. a ⁸ áttekintést.

* Lásd pl. a ¹² alatti munkákat és a bennük idézett rodalmat.

A kinetikus energia változását nyilvánvalóan a kisugárzott foton $h\omega$ energiájának és a rendszer $h\omega_0$ belső energiaváltozásának összege adja meg:

$$\Delta E = h\omega \pm h\omega_0 \quad (2)$$

A $h\omega_0$ mennyiséget mínusz előjellel kell vennünk, ha a foton kisugárzásakor a rendszer energetikailag magasabb állapotból alacsonyabbba megy át, azaz a kisugárzott foton energiáját legalább részben a gerjesztési energia fedezi. Plusz jelet akkor kell vennünk, ha a sugárzásnál a rendszer gerjesztése történik, azaz a kinetikus energia sugárzásra is és gerjesztésre is fordítódik.

Az (1) és (2) egyesítéséből kapjuk

$$\frac{n\omega}{c} \cos \Theta = \frac{\omega \pm \omega_0}{v} \quad (3)$$

A h tényezővel egyszerűsíteni lehet és valójában ez az egyenlet nem tartalmaz semmit, ami specifikusan kvantummechanikai lenne. Ugyanezt az eredményt kapjuk a klasszikus hullámoptika alapján is.

A (3) egyenletben három esetet kell megkülönböztetnünk.

1. Tegyük fel, hogy

$$\frac{n\omega}{c} \cos \Theta = 1. \quad (4)$$

Ekkor a (3) egyenlet csak az $\omega_0 = 0$ feltétel mellett elégül ki. Ez éppen a Vavilov—Cserenkov-sugárzás esete (4) a jól ismert képlet, amelyik ennél a sugárzásnál a fény kibocsátás irányát meghatározza. Az $\omega_0 = 0$ sajátfrekvencia, amelyik szükséges a (4) egyenlet kielégítéséhez, azt jelenti, hogy a mozgó rendszer olyan, hogy időben állandó elektromágneses tér forrását hordja magában (elektromos töltés, állandó dipólmomentum stb.). Következésképpen a Vavilov—Cserenkov-sugárzás létrejöttéhez feltétlenül szükséges, hogy a térnek egy ilyen állandó komponense nullától különböző legyen. Ebben az esetben a (4) egyenlet megadja a Θ szög és a kisugárzandó frekvencia között a kapcsolatot, amelyben az $n(\omega)$ törésmutató a frekvencia függvénye.

2. Tegyük fel most, hogy a (4) egyenletben a baloldalon egynél kisebb mennyiség van, akkor (3)-t csak ω_0 mínusz előjelénél lehet kielégíteni, azaz

$$\frac{n\omega}{c} \cos \Theta = \frac{\omega - \omega_0}{v}, \quad \frac{vn}{c} \cos \Theta < 1. \quad (5)$$

Ez nem más, mint a Doppler-feltétel közegben mozgó fényforrásra. Ezt még Lorentz kapta a mozgó közegek optikájának tárgyalásánál. Az (5) egyenlet természetesen felírható a következő szokásos formában is:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - \frac{vn}{c} \cos \Theta} \quad (5a)$$

Ez meghatározza a frekvenciát abban az esetben, amikor a sugármenti $v \cos \Theta$ sebességösszetevő kisebb a fény c/n fázissebességénél ω frekvenciára.

A vákuumban mozgó fényforrásra vonatkozó szokásos Doppler-feltételtől az (5) és (5a) egyenlet csak abban különbözik, hogy a fény vákuumbeli sebessége helyett a c/n fázissebesség szerepel. Ha v kicsi a fény fázissebességéhez viszonyítva, és az ω_0 körüli frekvenciatartományban a fény diszperziója nem nagy, akkor ez nem hoz semmi elvileg újat, csak a Doppler-eltolódás abszolút nagysága változik. Ugyanezt kapjuk, mintha vákuumban a sebesség nv lenne, azaz n -szer nagyobb. Lényeges sajátosságok kerülnek előtérbe, ha közegben nagy a fény diszperziója. Nem lehet elhanyagolni a diszperzió jelenlétét olyan mozgássebességeknél sem, amelyek összehasonlíthatók a fény fázissebességével. Valóban $n = \text{const}$ esetén és $\Theta = 0$ szögre a $\frac{vn}{c} \cos v$ mennyiség v növekedtével az egységhez, ω pedig, mint (5a)-ból látható, a vég-

telenhez közelednék. Még nagyobb sebességeknél (5)-ben az egyenlőtlenség nem teljesül, következésképpen (5) sem teljesül. A valóságban, ha a frekvencia nő, akkor elég nagy ω esetén tetszőleges tömeg törésmutatója gyakorlatilag eggyel egyenlővé válik. Így ebben az esetben ugyanolyan Doppler-frekvenciát kapunk, mint vákuumban, azaz közismerten végeset. Más szavakkal, tetszőleges v sebességnél és tetszőleges Θ -nál az (5) egyenletnek feltétlenül van megoldása. Sőt, mint a továbbiakból látható lesz, nemcsak egy, hanem több megoldása is lehet^{4,5} (komplex Doppler-effektus).

3. A harmadik esetről akkor van szó, amikor a (4) egyenlet baloldalán egynél nagyobb mennyiség van. Ekkor (3)-ban feltétlenül plusz előjelnek kell lennie ω_0 előtt, és így

$$\frac{n\omega}{c} \cos \Theta = \frac{\omega + \omega_0}{v}, \quad \frac{vn}{c} \cos \Theta > 1. \quad (6)$$

Ez a Doppler-képlet általánosítása arra az esetre, amikor a sugárzó sebessége felülmúlja a fény fázissebességét a kisugárzandó frekvenciánál.^{4,14*} Meghatározza „a fénysebesség feletti” Doppler-frekvenciákat. A Vavilov—Cserenkov-jelenséghez hasonlóan ilyen fénysebesség feletti Doppler-frekvenciák jelennek meg bizonyos küszöbértéknél nagyobb sebességeknél. Ezek a közönségesekkel együtt kerülnek kisugárzásra, csak elég nagy sebességek esetén és egy bizonyos határozott Θ szögintervallumban.

Kvantummechanikai tárgyalásunkból látható, hogy ω_0 plusz előjele (2)-ben és megfelelően (6)-ban a rendszer gerjesztését jelenti. Így a „fénysebesség feletti” fotonok kisugárzása nem egy magasabb (azaz gerjesztett) állapotból egy alacsonyabbba történő átmenetnél történik, mint közönségesen, hanem fordítva, egy alacsonyabbból egy magasabbba, míg az energiát a rendszer haladó mozgásának kinetikus energiája fedezi.¹⁴ A gerjesztett rendszer kisugárzásnak spontán módon kell lefolynia, ha a rendszer alacsonyabb energiaállapotban van. Ez éppen annyira lehetséges, mint a rendszer spontán átmenete egy magasabb energia állapotból egy alacsonyabb egyidejű foton kisugárzás mellett, amelynek a frekvenciáját (5) adja meg. Tulajdonképpen mindkét esetben ugyanazon energiaállapotok között történik átmenet. Hogy ezek közül melyik megy végbe spontán, azt teljesen a kezdeti állapot és a megmaradási törvények határozzák meg. Az (5) és (6) egyenletek egyformán ezen törvények következményei.

A Doppler-jelenség problémáját töröközgekben a klasszikus fizika keretében is lehet tárgyalni. A klasszikus fizika szempontjából ezek az eredmények a következőképpen értelmezhetők. Az ω_0 sajátfrekvenciájú rezgések olyan sugárzást váltanak ki, amelynek frekvenciája függ a tovaterjedés irányától. A kialakuló Doppler frekvencia-spektrum kétféle típusú lehet. Mindig jelen van (5)-t kielégítő frekvenciájú sugárzás, amely reakcióképpen a sugárzó csillapodását vonja maga után. Bizonyos feltételek között az előbbi mellett megjelenik egy másik spektrum is, amelynek frekvenciáit (6) adja meg. Ezen frekvenciájú sugárzás reakciója rezgések keltése. Ha a rezgékeltés helyett csillapulás kerül előtérbe, akkor a klasszikusan helyes egyenletek szerint a rendszerben nem keltődnek maguktól rezgések, és ha eredetileg voltak jelen, akkor csillapodni fognak.

Kvantumrendszerben a helyzet elvileg más. A kvantum sugárzási folyamatokat mindkét sugárzási típusnál külön kell tárgyalni. Ezért, ha lehetséges a (6)-nak megfelelő folyamat, akkor az feltétlenül elő fog fordulni, azaz a rendszer gerjesztődni fog saját kinetikus energiájának a számlájára, és azután fényt kibocsátva szokásos módon átmegy egy alacsonyabb állapotba. Elvben lehetséges kétfotonos mechanizmus is, azaz mindkét típusú foton egyidejű emissziója. Így, ugyanúgy, mint a Vavilov—Cserenkov-jelenség esetében, a saját rezgési frekvenciá-

* Nyilvánvaló, hogy a (6) egyenletet le lehet írni (5a)-val analóg formában. A különbség csak az, hogy (5a) jobboldalának a nevezőjében az előjelet ellenkezőre kell változtatnunk,

val rendelkező rendszer fénysebesség felett saját kinetikus energiáját sugárzásra fogja fordítani.^{14, 15}

Mindezt a következőképpen lehet összefoglalni. Ismeretes, hogy légüres térben nem lehetséges a fény sebességénél nagyobb sebességű mozgás. Közegben azonban ez lehetségesnek mutatkozik, de a természet nem teljesen szünteti meg a tiltást. Tetszőleges, sugárzási kölcsönhatásokra képes rendszer fénysebességek feletti sebességnél fény kibocsátásával fékezni fogja magát.

4. §. A sugárzási küszöbokről

Az eddigiekből nyilvánvaló, hogy a sugárzás spektrumát a rendszer v mozgási sebessége, ω_0 sajátfrekvenciája és a fény azon közegben érvényes $\frac{c}{n(\omega)}$ fázissebessége határozza meg, amelyben a sugárzás történik. Mind a Vavilov—Cserenkov-jelenség, mind a fénysebesség feletti Doppler-jelenség (4) és (6)-ból látható módon akkor lehetségesek, ha $\frac{vn(\omega)}{c} > 1$. Ez a nyilvánvaló feltétel a fenti sugárzások létrejöttére azt jelenti, hogy a mozgássebességnek felül kell múlnia a fény fázissebességét.

Ez a megállapítás, amelyik izotróp közegeknél helyes, meghatározza adott ω frekvenciájú sugárzás létrejöttének küszöbét, ha a törésmutató $n(\omega)$. Mivel a törésmutató függ a frekvenciától, más ω -ra más lesz a küszöb. Ezért törvényszerű a kérdés másféle megfogalmazása is: általában milyen feltételeknél válik lehetségessé a Vavilov—Cserenkov-jelenség és a fénysebesség feletti Doppler-jelenség adott közegben.*

A közegben történő sugárzásnál van még egy sajátosság, amelyik határozott küszöb feltételeknél szintén előtérbe kerül. Ez a sajátosság a következőkben áll. A (3) egyenlet és következményei (4), (5) és (6) nem lineárisak ω -ra nézve. Ténylegesen ezek az $n(\omega)$ törésmutatót tartalmazzák, amelyik függvénye a kisugárzandó frekvenciának. Ennek következtében adott Θ , v és ω_0 -ra bizonyos esetekben nemcsak egy, hanem több (3)-at kielégítő ω érték is lehetséges. Ez azt jelenti, hogy adott irányban egyidejűleg több különböző frekvenciájú komponens is kisugárzódhat. Ilyen kiegészítő frekvenciák megjelenése, azaz úgynevezett összetett sugárzási effektus, csak meghatározott feltételek között lehetséges. Ezek létrejöhetnek nemcsak fénysebesség feletti Doppler-jelenség és Vavilov—Cserenkov-sugárzás esetén, hanem a közönséges Doppler-jelenségnél is, amelyik az (5) egyenletnek engedelmeskedik.

Először L. I. Mandelstam⁴ hívta fel a figyelmet arra a tényre, hogy az összetett Doppler-jelenség létrejöttének feltétele a fény csoportsebességének nagyságával kapcsolatos. Mint kiderült, ez a megállapítás általános jellegű.

Ha a sugárzást a mozgás irányában, tekintjük akkor minden kiszámolt esetben a sugárzás vagy új komponensei létrejöttének küszöbfeltétele a sugárzó sebességének egyenlősége a fény csoportsebességével arra a frekvenciára, amely emittálódhat (azaz eleget tesz a (3) feltételnek). Ennek a küszöbfrekvenciának, attól függően, hogy milyen sugárzás fajtáról van szó, nyilvánvalóan ki kell elégítenie a (4), (5) vagy (6) egyenleteket.

* Vavilov—Cserenkov-sugárzásnál ez a kérdés a küszöbre vonatkozólag izotróp közeg esetén elemi, mivel a küszöböt a törésmutató maximális értéke határozza meg, amelyet a közegben felvehet. Megjegyezzük azt a továbbiak szempontjából lényeges körülményt, hogy azokra a frekvenciákra, amelyeknek n_{\max} felel meg, a fázis- és csoportsebességek azonosak (lásd a (10) egyenletet, amelyből nyilvánvaló $\frac{dn}{d\omega} = 0$). Így a mozgás küszöb-sebességének egyenlősége a fény fázissebességével, egyben a fény csoportsebességével való egyenlőség is jelenti.

Ismeretes, hogy törő közegben az energiaátvitel nem a fázis-, hanem éppen a csoportsebesség útján történik. Nem meglepő, hogy a fény csoportsebessége lényeges a közegben lefolyó sugárzási folyamatoknál. A sugárzási küszöbnek a fény csoportsebességével való kapcsolatát pedig egyszerűen kvalitatív megfontolásokkal meg lehet világítani. Tegyük fel, hogy a sugárzás létrejöttének feltételei teljesülnek. A sugárzás létrejön és energiát visz el a sugárzótól. Tegyük fel most, hogy a mozgás sebessége megváltozik, megközelítve a küszöböt. Ennek elérésekor a sugárzásnak el kell tűnnie, megszűnik a sugárzó energia leadása. Amikor a fény csoportsebessége egyenlő a mozgássebességgel, ez tényleg így lesz, mivel az energia átvitel egyszerűen a sugárzóhoz kapcsolva fog történni.

Összetett effektusok létrejöttének feltétele könnyen megállapítható. Megfelelő görbével ábrázolható a $k(\omega) = \frac{\omega n(\omega)}{c}$ hullámszámvektor nagyságának függése a frekvenciától valamilyen elgondolható közegre. Felvehető három egyenes, amelyeknek az egyenlete a következő alakú:

$$a_0 = \frac{\omega}{v \cos \Theta}, \quad (7)$$

$$a_1 = \frac{\omega - \omega_0}{v \cos \Theta}, \quad (8)$$

$$a_2 = \frac{\omega + \omega_0}{v \cos \Theta}. \quad (9)$$

Ezeknek az egyeneseknek a metszéspontjai a $k(\omega)$ görbével, meghatározzák azokat a frekvenciákat, amelyek kielégítik a (4), (5) és (6) egyenleteket.

Az a_0 , a_1 , a_2 egyenesek hajlásszögének tangense (az ω tengelyre vonatkoztatva) nyilvánvalóan $1/v \cos \Theta$. Feltételezzük, hogy $\cos \Theta > 0$, azaz $\Theta \leq \pi/2$.

Az a egyenesek metszésének jellege a $k(\omega)$ görbével különböző lehet. Ha az egyenes mentén ω növekedése irányába haladunk, akkor a metszéspontban az egyenes átmehet a görbe alatt fekvő területről (I. tartomány) a görbe feletti területre (II. tartomány). Ez fog történni, ha a $k(\omega)$ görbe érintőjének $\frac{dk}{d\omega}$ meredeksége kisebb,

mint $\gamma = \frac{1}{v \cos \Theta}$. Ha fordítva $\frac{dk}{d\omega} > \frac{1}{v \cos \Theta}$, akkor a metszéspontban a II. tartományból az I. tartományba történik átmenet. Végül a $\frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{v \cos \Theta}$ esetben következik be az érintés.

A $k(\omega)$ görbe érintőjének a meredeksége, mint könnyen belátható, a fény csoportsebességének inverze. Ténylegesen a csoportsebesség ω nagysága, mint ismeretes, a következő képlettel írható le:

$$\frac{1}{w} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\omega} (\omega n) = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right). \quad (10)$$

Így a fény csoportsebessége a kisugározható frekvenciáknál a következő összefüggésben van a v mozgási sebességgel és $\cos \Theta$ -val*.

* A (10) összefüggéssel meghatározott mennyiségnek csak akkor van csoportsebesség jelentése, ha nincs erős abszorpció, azaz a spektrum azon részeiben, amelyekre nézve a közeg átlátszó. A $k(\omega)$ görbe anomális diszperzióknak megfelelő részen tudnivalóan abszorbeió van, az ebbe a tartományba eső frekvenciájú sugárzás sajátosságai speciális tárgyalást igényelnek.

$$\frac{v \cos \Theta}{w(\omega)} < 1 \quad \text{átmenet I-ből II-be,} \quad (11)$$

$$\frac{v \cos \Theta}{w(\omega)} > 1 \quad \text{átmenet II-ből I-be,} \quad (12)$$

$$\frac{v \cos \Theta}{w(\omega)} = 1 \quad \text{érintés.} \quad (13)$$

Elég nagy ω értéknél w a c -vel lesz egyenlő. Valójában, a törésmutató törekszik az egység felé, ami azt jelenti, hogy a $k(\omega) = \omega n/c$ görbe megközelíti az $1/c$ meredekségű egyenest. Az a egyenesek meredekebben emelkednek, mivel $v < c$, és így

$$\frac{1}{v \cos \Theta} > \frac{1}{c}.$$

Ebből következik, hogy mindhárom a egyenes nagy ω -knál a II. tartományban fekszik.

Ebből több következmény folyik. Mindenek előtt nyilvánvaló, hogy az a_1 egyenes feltétlenül metszi a $k(\omega)$ görbét, azaz mint már megjegyeztük, az (5) egyenletnek mindig kell legyen megoldása. Ténylegesen az a_1 egyenes keresztül megy az $\omega = \omega_0$ ponton, amelyik az abszcissa-tengelyen fekszik, ami azt jelenti, hogy az egyenes valahol át kell menjen az I. tartományból a II.-ba.

Ami az a_0 és a_2 egyeneseket illeti, mint az várható is volt, nincs mindig metszésük a $k(\omega)$ görbével. Ehhez szükséges, hogy az abszcissa-tengelyhez képest a hajlásszögük elég kicsi legyen, azaz a sebességnek nagyoknak kell lennie, de a Θ szögnek nem.

Az a_1 egyenes szerint tehát minden esetben kisugárzódik olyan frekvencia, amelynél teljesül a (11) egyenlőség, ami az I. tartományból a II.-be való átmenetnek meg.

Nagy ω -knál az a_0 és a_2 egyenesek szintén a II. tartományban vannak. Ebből következik, hogy ha több metszéspont van, akkor legalább az utolsó közülük, amelyik a legnagyobb kisugárzott frekvenciát meghatározza, az I. tartományból a II.-ba való átmenetnek felel meg. Így ismét azt kapjuk, hogy a sugárzásban van olyan frekvencia, amelyre teljesül a (11) egyenlőség. Előre sugárzásra ($\Theta = 0$) ez azt jelenti, hogy van olyan komponens, amelyre $v < w$. Következésképpen legalább a sugárzás egy részére az energia nagyobb sebességgel terjed, mint a fényforrás sebessége c .

A mondottakból ugyancsak következik, hogy ha van olyan frekvencia, amelyik a (12) feltételt kielégíti (pl. amelyik a B_1 pontnak felel meg az a_1 egyenesen), akkor a sugárzás összetétele feltétlenül komplex, mivel kell lennie olyan frekvenciának vagy frekvenciáknak, amelyek kielégítik a (11) feltételt. (Általános esetben a lehetséges metszéspontok száma az a_1 egyenesre mindig páratlan, az a_2 egyenesre pedig mindig páros.)

A sugárzás vagy új sugárzási komponens megjelenésének határa nyilvánvalóan az az eset, amikor a megfelelő a egyenes kezdi érinteni a $k(\omega)$ görbét. Ez a (13) egyenlőség teljesedését is jelenti. A $\Theta = 0$ esetben, a mondottakkal egyezésként a küszöbfrekvenciánál $v = w$ -t kapjuk.

Komplex sugárzás létrejöttének küszöbét közönséges Doppler-jelenségnél ha figyeljük, látható, hogy frekvenciafelbomlás ott kezdődik, ahol az a_1 egyenes elhajlása megnő másikkhoz képest. Ez azt jelenti, hogy a komplex Doppler-jelenség ebben az esetben nem a küszöbsebességhez képest bekövetkező sebesség növekedésénél, hanem ellenkezőleg a csökkenésénél, vagy a szög növekedésekor jön létre. Gondoljunk arra, hogy az a_1 egyenes hajlásszögének tangense $1/v \cos \Theta$. Ez azzal magyarázható, hogy itt a komplex Doppler-jelenség csak bizonyos sebesség- vagy szög-intervallum-

ban játszik szerepet és a másik egyenes ezen jelenségnek nem az alsó, hanem a felső küszöbét jelenti.

Eddig feltételeztük, hogy a Θ szög hegyes, azaz, hogy a $v \cos \Theta$ szorzat pozitív. Az összetett (komplex) Doppler-jelenségről mondottakat lehet általánosítani tompa szögek esetére is, de akkor a tárgyalásba negatív csoportsebességeket kell bevezetni. Kiderül, hogy az összetett Doppler-jelenség létrejöttének küszöbét $\Theta > \pi/2$ esetben is a (13) egyenlet határozza meg. A $\cos \Theta$ mennyiség ekkor negatív, ezért a (13) egyenlőség csak negatív w értéknél teljesülhet. A negatív csoportsebesség kérdését a Vavilov—Cserenkov-jelenségre alkalmazva először Pafomov tárgyalta^{16, 12b}, és kimutatta, hogy anizotróp közegekben ez az eset reális.* Ez nagyon érdekes, mivel ahhoz vagyunk hozzászokva, hogy a Vavilov—Cserenkov-sugárzás hegyes szög alatt előre irányul. Ez azonban csak akkor igaz, ha a csoportsebesség pozitív. Ha negatív, akkor más a kép.

Tekintsük a Vavilov—Cserenkov-jelenség általános esetét. Itt a fázissebesség $u = c/n$ kisugárzandó fénynél Θ hegyes szöget képez a v sebesség irányával. Az elektrodinamika egyenletei megengedik a más megoldást is. A fázissebesség iránya, azaz a hullámtovaterjedés iránya ebben az esetben is ugyanazt a hegyes Θ zárja be a sebességvektorral. Azonban a hullámok nem a sugárzótól indulnak ki, hanem hozzá mennek. Az első esetet, mint hullámok kisugárzását, a másodikat, mint azok abszorpcióját értelmezzük. Ha nincs energiaforrás, amelyik a sugárzó felé haladó hullámokat táplálja, akkor a második eset nem valósul meg és a neki megfelelő megoldást figyelmen kívül hagyjuk. Azonban ez csak akkor igaz, ha a csoportsebesség pozitív, azaz iránya megegyezik a fázissebesség irányával. Az energia áram iránya egybeesik itt a fázissebesség irányával és következképpen az egyik ténylegesen a hullámok kisugárzásának a másik pedig az abszorpciójuknak felel meg. Negatív csoportsebességű közegben a w vektor az u vektorral ellentétes irányú (a közeget optikailag izotrópnak tekintjük, következképpen az u és w vektorok paralellek vagy antiparallelek lehetnek). Így ha a csoportsebesség negatív, akkor a Vavilov—Cserenkov-sugárzás energiaáramának iránya $\Theta_1 = \pi - \Theta$ tompaszöget alkot a sebesség irányával, de a hullámmozgás nem a részecskétől, hanem a részecske felé irányul.** Nem nehéz analóg tárgyalást bevezetni az ω_0 saját frekvenciájú sugárzóra se, amelyik negatív csoportsebességű közegben mozog.⁵

A mondottakból látható, hogy a törőközegekben létrejövő sugárzás sok lényeges sajátága valójában nemcsak a fény fázissebességével, de annak csoportsebességével is kapcsolatos. Várható, hogy a fény csoportsebességének szerepe különösen világosan nyilvánul meg anizotróp közegekben, amelyekben az u és w iránya bizonyos szöget zárnak be.

(Az előadás 5. fejezete az optikailag anizotróp közegek sugárzási jelenségeivel foglalkozott.)

Igyekeztem előadásomban megmutatni, hogy sok olyan kérdés van, amelyik törőközegekben mozgó fényforrások sugárzásával kapcsolatos. A fény sebességét túlszárnyaló sebességgel izotróp közegben mozgó elektromos töltés sugárzása, azaz a Vavilov—Cserenkov-jelenség kísérletileg vizsgált esete, lényegében csak speciális, bár nagyon érdekes példája ennek a jelenségekörnek.

* Ez azzal kapcsolatos, hogy anizotróp közegekben a csoportsebesség iránya nem esik egybe a fázissebesség irányával. Ezt a kérdést az előadás következő részében tárgyaljuk.

** Az ebben az esetben tárgyaltak sok tekintetben analógok az L. I. Mandelstam előadásaiban adott példával a fénytörésre negatív csoportsebességű közegben (L. I. Mandelstam, Összegyűjtött munkák, 5. köt. 463. lap).

1. П. А. Черенков ДАН 2 (1934) 451; С. И. Вавилов ДАН 2 (1934) 457; П. А. Черенков, Труды физического института им. Лебедева АН СССР 2 (1944) № 4.
2. И. Е. Тамм и И. М. Франк, ДАН 14 (1937) 107.
3. В. Л. Гринзбург, ЖЭТФ 10 (1940) 589; J. Phys. 2 (1940) 441.
4. И. М. Франк, Известия АН СССР, сер. Физ., 6 (1942) 3; J. Phys. 7 (1943) 49.
5. И. М. Франк, ЖЭТФ 36 (1959) 823; Объединенный институт ядерных исследований Р-237 (1958).
6. E. Fermi, Phys. Rev. 57 (1940) 485.
7. И. М. Франк, Сборник «Памяти С. И. Вавилова», Изд. АН СССР, М., 1952.

8. Б. М. Болотовский, УФН 62 (1957) 201.
9. В. Л. Гринзбург и И. М. Франк, ДАН 56 (1947) 699.
10. В. Л. Гринзбург, В. Я. Эйдман, ЖЭТФ 35 (1958) 1509; Л. С. Богданкевич, ЖЭТФ (сajtó alatt).
11. В. Л. Гринзбург и И. М. Франк ЖЭТФ 16 (1946) 15.
12. а) Г. М. Гаридян, ЖЭТФ 33 (1957) 1403; б) В. Е. Пафомов, ЖЭТФ 37 (1959) № 6.

Megjelent az Uszpehi Fiziceseszkizh Nauk 68. kötetében (1959) 397—415. lapokon.

Szerző az előadást kivonatosan megismételte Balatonöszödön, 1960. szept. 20-án.

Káprázást csökkentő fényforrás

Évezredek óta keresztül a tűz volt az ember egyetlen fényforrása. Az, hogy volt, nem is egészen helyes kifejezés: ma is százmilliók élnek villanylámpa nélkül és a napnyugta utáni sötétséget valamely égő anyag lángjának fényével osztatják el, hiszen a petróleumlámpa sem más, mint ilyen fényforrás.

A tűz, mely az ősidőkben főként melegedésre és az ember ellenségeinek, a ragadozóknak távoltartására szolgált, akkor vált fényforrássá is, mikor az ember az éjszakát saját hasznára akarta fordítani, és a sötétség akadályozta munkájában, vagy szórakozásában. Ebben a korban kezdtek fellépni a tűzzel, mint fényforrással szemben az első „minőségi” igények: könnyen kezelhetőség, egyenletesség, szabályozhatóság, elmozdíthatóság stb. Az olajmécses, a gyertya, a fáklya, mind egy-egy állomásai a fejlődés azon útjának, mely a mai fényforrásokig vezet. Mint érdekességet említem meg, hogy a szabályozhatóság, tehát a fényforrás fényének akaratom szerinti változtathatósága, nem is olyan egyszerű dolog. Az égő láng fényének szabályozása árnyékolás nélkül csak a petróleumlámpánál van megoldva, továbbá, ha a gázláng + Auer égőt, mint átmenetet tekintem a tűz és az izzótest adta fényforrás között, akkor csak az izzólámpa fénye szabályozható egyszerű módon. Legmodernebb fényforrásunknak a fénycsőnek a fénye csak különleges berendezés segítségével szabályozható.

A fényforrások további fejlődésével egyidejűleg újabb igények léptek fel a fényforrás tulajdonságait illetően. Azt kívánjuk, hogy a fényforrás gazdaságos legyen, vagyis minél olcsóbban, minél több fényt adjon. Hasonlítsa a napfényhez, ami azt jelenti, hogy a tárgyak színe, árnyékoltsága hasonlóan ahhoz, melyet azok a nappali természetes világításnál mutatnak.

Újabban mindezekhez a felfokozott igényekhez még a káprázásmentesség is hozzájárul.

A káprázás fogalma sem fizikailag, sem biológiaiilag nem határozható meg pontosan. A ma

elfogadott legjobb definíciója az mely a Comision Internationale de l'Éclairage hasonló tárgyú kiadványa alapján készült MSZ. 9620T S. 49 sz. pontjában szerepel:

Káprázás: Olyan látási állapot, amely mellett a látás kényelmetlen, vagy a tárgyak felismerhetősége csökken, vagy e két jelenség egyidejűleg lép fel. A káprázás oka a fényerősség szokatlan térbeli, vagy időbeli eloszlása, vagy értéke, vagy az időben és térben fellépő igen erős kontraszt.

Ez a látási állapot abból származik, hogy ha a szemünket egy bizonyos erősségű fényenél erősebb éri, a szem pupillája összehúzódik és ellensúlyozni igyekszik a fény behatolását a szembe. A fény erőssége már jól definiálható fizikai fogalom. A fényerősség egysége candela (rövidítve cd) az egységnyi térszögben kisugárzott fényáram. A fényáram viszont a fényforrásból kisugárzott fényteljesítmény, annak a mértéke, hogy a sugárzás milyen látási érzetet képes előidézni. Egysége a lumen (lm).

Meg kell ismerkednünk még a fényhasznosítás fogalmával és a megvilágítás erősségével. Az előbbi a befektetett energia árán kapott fényáram, vagyis a wattként elért lumen (lm/W) az utóbbi pedig az 1 m²-en (egyenletesen eloszlott) 1 lumen okozta megvilágítás, melynek egysége lux (lx).

A fényenergia a fény által végzett munka, melyet a fény pl. fotocellában, fotoszintézisnél végez. Mértékegysége a lumen óra, ill. lumen másodperc (lmmp). Ha a fényforrást káprázás szempontjából taglaljuk, a fényforrásnak még egy tulajdonságát kell figyelembe vennünk: a fényerősséget. Ez a fénytani fogalom az, mellyel legjobban számolhatunk további fejtegetéseinkben. A fényerősség alatt értjük a világító felület által adott irányba kisugárzott fényerősség és a felület látszólagos területének hányadosát. Egysége tehát a négyzetcentiméterenkénti candela (cd/cm²). Neve stilb (sb). Itt megjegyezzük, hogy a candela, mint fénytani egység 1949-ben lépett az eddig használatos inernacio-

nális gyertya helyébe, továbbá, hogy különösen az angol szakirodalomban stilb helyett a lambert-et használják fénysűrűség kifejezésére.

1 lambert egy olyan felület fénysűrűsége, mely négyzetcentiméterenként 1 lumen fénysűrűség sugároz és fénysűrűsége minden irányból azonos.

$$1 \text{ lambert} = \frac{1}{\pi} \text{ stilb.}$$

A változtatás oka az volt, hogy míg a gyertya-egység nem jól reprodukálható a lángmagasság, anyagi minőség stb. miatt, addig a candela a platina olvadáspontjának hőfokán a fekete test által kisugárzott fényt méri s így jól reprodukálható. A candela egység valamivel nagyobb, mint az internacionális gyertya. Besugárzott, megvilágított felület szintén, mint fényforrás jelentkezhetik, ebben az esetben a felületi fényesség méréséhez kisebb egységet az apostilbet használjuk, mely a stilbnek kb. 30-ezred része, pontosabban $1 \text{ asb} = 1 \text{ sb}/10^4$.

Fentiek ismeretében pontosabban beszélhetünk a káprázásról. Láttuk, hogy a fénynek munkavégző képessége is van. Munkát végez a fény akkor is, mikor szemünkbe jut. Ennek a munkavégzésnek az eredménye az, melyet látásnak nevezünk. Ez részben kémiai folyamat, illetve reakció sorozat. A kémiai folyamat lényege a látó purpur fényhatására történő szétesése és alkotó elemeiből történő szintézise.¹ Állandó fényhatás esetén egyensúly áll be, mely a fényhatás csökkenése (= sötétedés) vagy erősödése (= világosodás) esetében eltolódik, mégpedig erősödéskor bomlási, csökkenéskor visszaalakulási irányban. Változik továbbá a retina pH-ja is a fény hatására. Kimutatható, hogy a pH változás oka a fény hatására keletkező foszforsav koncentrációjának emelkedése növekvő fényerősség esetén. Az említett kémiai reakciónak sebességét a fényenergia nagysága szabja meg. Ebben a megfontolásban már szerepel a fényintenzitás változásának időtartama. De szerepel még valami és ez a fényforrás felületének a nagysága. A szemlencse ugyanis leképezi a fényforrást az ideghártyára és így könnyen belátható, hogy ha ugyanaz a fényenergia kisebb, vagy nagyobb felületen elosztva fejti ki a hatását, úgy a kémiai hatása fordítottan lesz arányos a felülettel. Ha elfogadjuk azt, hogy a káprázás nem más, mint a szembejutó fényenergia hirtelen változása, vagy egy küszöbértéknél nagyobb volta által okozott kényelmetlenségi érzés és látás csökkentő hatás, melyet a kémiai anyagok egyensúlyának eltolódása okoz, akkor már magyarázatot találunk sok olyan az életben minduntalan előforduló látással kapcsolatos jelenségre, melyeket megvilágítással, vagy annak változásával egyidejűleg észlelünk.

Ismert jelenség, hogy sötét szobában meggyújtott gyufa lángja milyen káprázató tud lenni, ha a fénye egyenesen a szemünkbe jut. Ha háttal állunk a fellobbanó lángnak s annak fényét csak egy nagy felületű fehér fal veri vissza, úgy semmi kényelmetlenségi érzésünk nincs. Nem kápráztat a gyufaláng nappal, vagy világos szobában, de nem

kápráztat egy sötét szobában fellobbanó fényképezési lámpa, gyufalángnál milliószor erősebb fénye sem az igen rövid ideig artó behatás miatt. Az országúton este haladó autó le nem oltott reflektorának fénye számos balesetet okozott, a szembejövő autó vezetőjének káprázása miatt, míg nappal észre sem vehető az, hogy a reflektor véletlenül égve maradt. Erős fénnel, de rossz irányból megvilágított kirakattól elfordul a néző, mert „bántja a szemet” a fény, ugyanezt a világítást nappal észre sem lehet venni. Ezekből a példák közül látható, hogy bár a káprázásnak fizikailag jól definiálható okai vannak, olyan okok, melynek dimenziói egs. egységekben kifejezhetők, mégis a káprázás nagymértékben függ a szem állapotától abban az időben, mikor a fényhatás éri.² Ebből viszont az következik, hogy a káprázás csökkentésére irányuló törekvéseinket két irányban folytathatjuk. Az egyik az, hogy a szemet olyan állapotba hozzuk — mondhatni szoktatjuk —, hogy a bekövetkező fényváltozás ne találja készületlenül, a másik irány a fényforrások és a megvilágítás fizikai és geometriai feltételeinek alkalmas megválasztásán, kialakításán alapul és lényege, hogy az állandó behatás nagysága egy küszöbérték alatt maradjon. Az első módszerre néhány példa kapcsán mutatunk rá. Nappal is játszó nagyobb filmszínházak előcsarnokát az utca felé eső részen célszerű erősen, beljebb gyengén megvilágítani, hogy a bemenő közönség szemét szoktassák a sötétséghez és a kijövőket a világosságához. Éjszaka működő vendéglők ruhatára gyengébben van világítva, mint az étterem, hogy a bemenőknek ne okozzon kényelmetlenséget a hirtelen szembetűnő erős kivilágítás és a kijövőket ne érje váratlanul az utca sötétje. A portré-fényképész egymásután kapcsolja be a reflektorokat, időt hagyva a szemnek a felkészülésre, mert a káprázás okozta kényelmetlen érzés nyomot hagy az arckifejezésen. Színházak nézőterét pedig fokozatosan sötétítik el, hogy a szemnek legyen ideje „beállni” a színpad irányából jövő gyengébb fényhatásokra, a felvonás végén pedig fokozatosan állnak vissza a teljes fényerőre. A másik út, melyen a káprázás okozta kényelmetlenségi érzést és a látási viszonyok leromlását csökkenthetjük, tisztán fizikai alapon történhet, szemben az előző módszer pszichológiai-fiziológiai alapjaival. Ahhoz, hogy a káprázás ellen sikeresen küzdhessünk, meg kell ismerni azokat a tényezőket, melyektől a káprázás mértéke függ. Tekintve, hogy a káprázás szempontjából nincs nagy egyéni különbség, elég, ha annyit engedünk meg fiziológiai feltételként, hogy az alábbi fejtegetések egészséges emberi szemre vonatkoznak. A káprázás mértékének összefüggését a külső körülményekkel a következő képlet az ún. káprázási formula adja meg.³

ahol:

$$G = \frac{Bs^m \cdot \omega^n}{Bb^p} \cdot f(\Theta) \cdot f(Bi)$$

G a káprázási fok

Bs a káprázási fényforrás fénysűrűsége

Bb a szemrevételezett tárgy háttérének fénysűrűsége.

Bi a káprázási fényforrás melletti háttér fénysűrűsége.

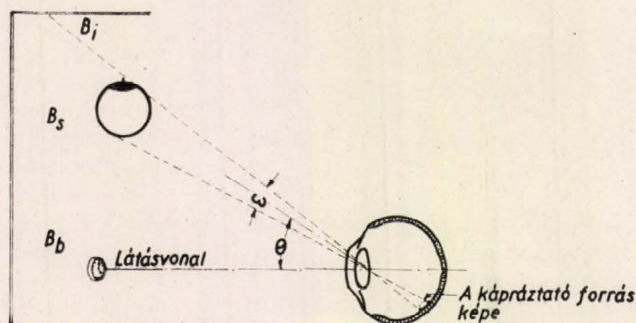
ω a káprázási fényforrás térszöge (középnagyság a retinán)

Θ a káprázási fényforrás és a látásvonal szöge;

A képlet empirikus és nem minden tényezője ismert. Az utóbbi 35 évben lefolytatott számos kísérlet sem mutatja meg a fenti képlet ismeretlenjeinek (m. n. p.) számértékét. Hogy a világítás-technika a gyakorlatban előforduló feladatok megoldásánál tudjon mire támaszkodni, a következő leegyszerűsített képletet (Harrison—Meaker kép-

let) használhatjuk.⁴ $G = \frac{Bs^2 \cdot \omega}{Bb}$ A G számértékére

nézve annyit mondhatunk, hogy becslési próbák alapján 15 és 60 között még nem okoz kényelmetlenségi érzést, 60 fölött már igen.⁵ A képlet paraméterjeinek könnyebb elképzelhetősége céljából azokat az alábbi ábrán mutatjuk be:



1. ábra

A mi szempontunkból legérdekesebb a Bs , mely-lyel a továbbiakban részletesen foglalkozunk, a többi paraméter jelentését és gyakorlati előfordulását 1—1 példán mutatom be.

A szemrevételezett tárgy háttérének fénysűrűségétől (Bb) a káprázás fordított arányban függ, vagyis a megfigyelt tárgyat jobban látjuk, ha a háttér káprázásmentes megvilágításával, a kontrasztot csökkentjük. Ezért ajánlatos az íróasztal helyi világítása mellett általános világítást is alkalmazni és TV műsor nézése közben gyenge fényt hagyni a szobában. A Bi -től való függés tulajdonképpen azonos értelmű a Θ -val, vagyis ha a káprázató forrás közvetlen háttére fénylik, az a fényforrás felületének megnagyobbítását, illetve a szembejuto térszög megnagyobbítását jelenti és ezzel megnagyobbítja a képét is a retinán, aminek látást gátló hatása van. Érdekes példa erre fővárosunk büszkesége a fénycsővilágításos utca. A világítás 65 W-os fénycsővel történik. A fénycső felületi fényessége, 0,4—0,5 stilb.⁶ A szemnek ez nem ártalmas, káprázást nem okoz, bár közeledik a 0,7—0,8 stilb küszöbértékhez, mely a kényelmetlenségi érzés kezdetét jelenti. A fénycső merőlegesen áll az utca hosszára. A 65 W-os fénycső

hossza 1,5 m, ami a járókelők és járművezetők szemében, mint elég nagy ω jelentkezik. Az egymás mellé helyezett 3 csőnek közös burkolata van, ami az eredeti képletben szereplő Bs értékét diffúztatás révén kissé csökkenti. Több romlik a helyzet esős időben, vagy fellecsolt utcában. A fénycsövek tükörképe, mint nagy ω -ju fényforrás jelenik meg az úttesten és a Θ szög zérussá válik. A G értékének a Θ -tól való függését kísérleti úton meghatározott, következő táblázat mutatja.⁷

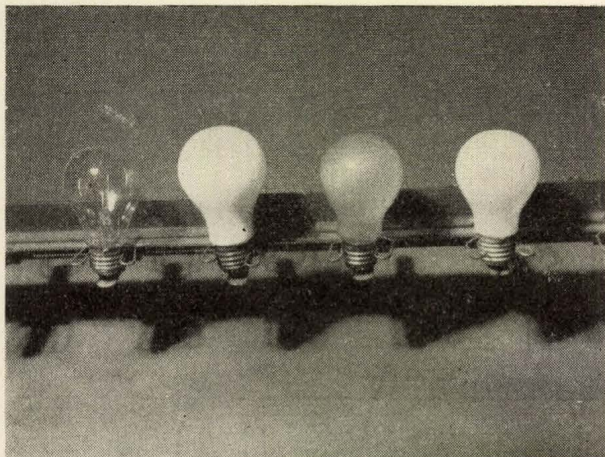
Θ	Látóhelyesítmény csökkenés
40°	42%
20°	53%
10°	69%
5°	84%

A kísérletet, melynek alapján a táblázat készült más feltételek mellett készítették és így a mi előbbi példánkra csak tájékoztató jellegűnek fogható fel. Az mindenesetre látható, hogy célszerű volna káprázáscsökkentés céljából az utcavilágító fénycsöveket az utca hosszával párhuzamosan és minél magasabbra elhelyezni, mikor is az ω csökkentése révén csökkenne a káprázató hatás. A Θ növekedése viszont a megvilágítás csökkenését eredményezi, így tehát meg kell alkudnunk a jelenlegi elhelyezési magassággal. Itt említem meg, hogy a fénycsővilágítás elterjedésének kezdetén (a második világháború előtt) a fénycsövet 1 coll (= 25,4 mm) Φ jú üvegsőből készítették és főleg a káprázás csökkentése céljából tértek át a mai 1,5 collra, ami a Bs 50%-os csökkenését jelentette.

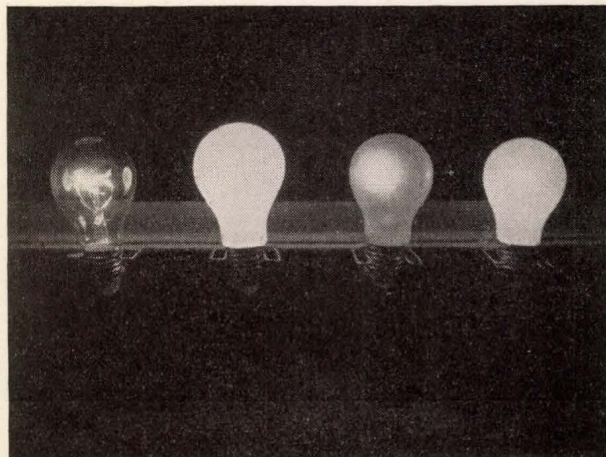
A fénysűrűség csökkentése legjobban jelenleg az elektroluminescencián alakuló ún. kondenzátorlámpánál nyert megoldást.⁸ Ennek fénysűrűsége cca. ezred része a fénycsőének, azaz $5 \cdot 10^{-4}$ stilb, ami jól látható világító felületet jelent, hiszen a szem által még érzékelhető fénysűrűség alsó határa 10^{-10} stilb nagyságrendű. A lámpa hatásfokának javítására és üzemszerű előállíthatóságának kidolgozására vonatkozó kísérletek folyamatban vannak.⁹

Az előzőkből kitűnik, hogy a káprázást csökkentő fényforrásfejlesztési eljárások kidolgozása mennyire szükséges a modern világítástechnika szempontjából. Nagyfelületű fényforrások, mint pl. a fénycső, vagy a kondenzátorlámpa hátránya, mely különösen a gyártási eljárás jelenleg még költséges voltában jut kifejezésre, arra kényszeríti a fényforrás fejlesztésével foglalkozó szakembert, hogy a meglevő jól kidolgozott és emiatt kisebb költségű gyártási eljárással készülő fényforrásnak, az izzólámpának, a káprázáscsökkentésével is behatóan foglalkozzék.

További igény a dekorációs hatás. Lakások, éttermek, színházak stb. világítására csillárok szolgálnak, melyek szoba, ill. teremdíszek is és bele kell, hogy illeszkedjenek a helység stílusába. A modern csillárok nyitottak, azaz az izzólámpa látszik bennük. E tény következménye az, hogy az izzólámpától égő állapotban minél kisebb káprá-



1. kép



2. kép

Az első képen nem égő állapotban balról-jobbra
világos ($sb = 1000$ lm = 750, $abszorbcio = 0,0\%$);
Incol ($sb = 1,9$ lm = 690, $abszorbcio = 8,0\%$);
homályos ($sb = 50$ lm = 740, $abszorbcio = 1,5\%$);
Matteol ($sb = 2,0$ lm = 740, $abszorbcio = 1,5\%$);

lámpák vannak lefényképezve. A második kép ugyanazt mutatja égő állapotban.

zást és nem égő állapotban minél izléseesebb külalakot, megjelenési formát, dekoratív hatást várunk. A megoldást a különböző búra alakok (gyertya, gömb, stb.), és az opálüveg adták meg.

A lámpagyártás fejlődésével azonban mind nehezebbé vált az opálüveg alkalmazása. A lámpagyártási üzem kifogásolta az opálüveg megmunkálásával járó nehézségeket, az automatizálást megnehezítette az opálüveg fizikai tulajdonságainak a vele összeforrasztásra kerülő átlátszó üvegtől való eltérése, ami selejtet és ezzel önköltség-növekedést okozott.

A kereskedelem pedig — konkurenciális nehézségekre hivatkozva — tiltakozott az opállámpák 20—30%-os fényabszorpciója ellen. Úgy látszik az izzólámpagyártás fejlődése más országokban is hasonló problémákkal küzdött, mert egymástól függetlenül, anélkül, hogy egymás eredményeiről már tudhattunk volna, egyidőben három helyen jelent meg az opálüveg kiküszöbölésére irányuló javaslat.¹⁰ A három módszer között elvileg nincs különbség, az elmúlt évtized gyakorlata azonban azt bizonyítja, hogy a magyar eljárás vált be legjobban és az volt az egyetlen, mely ugrásszerű minőségbeli továbbfejlesztéshez adott alapot.

Az opálüveg kiküszöbölésének elve az, hogy a lámpagyártáshoz olyan világos, (átlátszó,) üvegbúrát használunk fel, melynek belső felülete fényt szétszóró (diffúz fényt adó) bevonattal van ellátva. Wisseaux TiO_2 -t visz fel az üvegfelületre, Pipkin organikus szilíciumvegyület elégetéséből származó SiO_2 füstöt. A magyar eljárás a fényt szétszórására titándioxidot használ, melyet az ún. getterhatás fokozása céljából néhány % kolloid eloszlású szilíciumoxiddal kever és a két oxid keverékét film segítségével tapasztja a búra belső felületére.

A lámpagyártásnak abban a szakaszában, mikor a wolfram-duplaspirált tartalmazó állványt összeforrasztják a búrával (ezt a műveletet beforrasztásnak nevezik) a filmnek már nem szabad jelen lenni, mert a következő lépésben (szivattyúzaskor) elszennyezi a gázteret. Ezért a filmet melegítéssel beforrasztás előtt eltávolítjuk.

A lámpagyártás a búra előkészítésétől (festéstől) eltekintve, a világos búrák gyártásával azonos módon folyik, üvegmegmunkálási nehézségek nélkül. A lámpák minőségi javulása pedig az opállámpákkal szemben az, hogy abszorbcio okozta fényvesztésük több mint a felére csökkent, lévén a festett lámpák abszorpciója 7—14%.

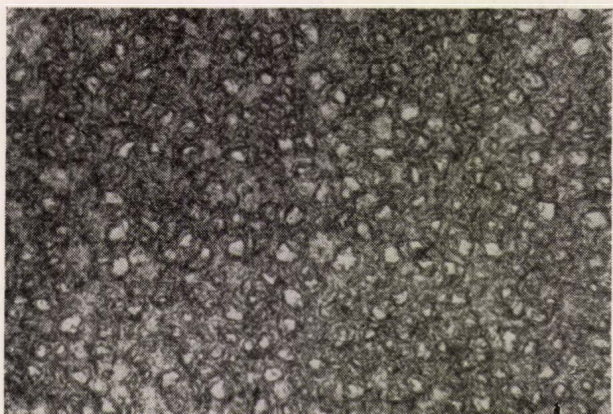
Nézzük meg, hogy mit tud egy ilyen belülfestett (ún. Incol) lámpa a káprázáscsökkentés terén? Egyik legkeresettebb lámpatípusunk a 220 V 60 W-os Argongázzal töltött lámpa.

(Ebben egy 846 mm hosszú 0,032 mm ϕ -jű wolframszálból készült cca. 0,075 cm² látszólagos világítófelületű, azaz 0,3 mm ϕ -jű, 25 mm hosszú duplaspirál van elhelyezve.) Fényerőssége kb. 75 cd. Fénysűrűsége 1000 stilb, azaz 1200-szorosa annak a küszöbértéknek, ahol a káprázás okozta kellemetlenségek kezdődnek. Ha a világító felületet meg tudjuk növelni, úgy a káprázás csökkenni fog. Incol lámpánál világítófelületként nem a spirál felülete szolgál, hanem a búra felülete, melynek látszólagos nagysága az említett típusnál kerekén 35 cm², azaz a felületi fényesség 2,1 sb-re, illetve levonva 10% abszorbcio veszteséget 1,9 sb-re eszik.

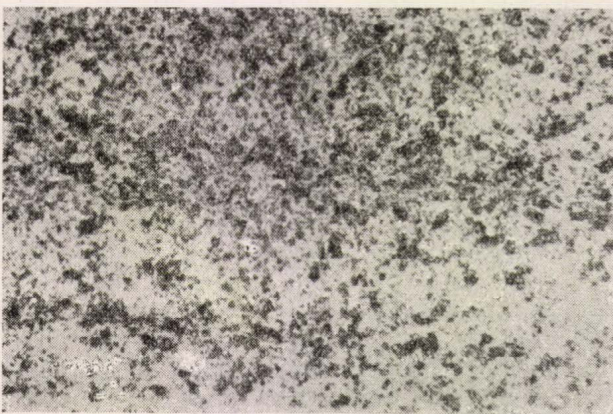
A lámpának ez a tulajdonsága nagy előnyt jelent az alkalmazásban a világos búrájú lámpával szemben. Ez az előny megsokszorozódik az égő és nem égő állapotban egyaránt jelentékeny mér-



3. kép



4. kép



5. kép

A harmadik kép az Incol réteget, a negyedik a homályosított maratott üvegfelületet, az ötödik a Mattcol réteget mutatja be 150-szeres nagyításban átvilágításos mikroszkópiai felvétellel.

tékben jelentkező dekoratív hatás révén. Előfordult azonban, s itt megint hivatkozni szeretnék a már említett konkurenciális kereskedelmi nehézségekre, hogy a 7—14% abszorbeiót is magasnak

találták. Káprázás csökkentése céljából, emiatt, előtérbe került a belülhomályosított búrák alkalmazása. A fluorsavas massa segítségével maratott üvegfelület szétszórja az áteső fényt — ezért nevezzük homályos üvegnek — és az ilyen búrával készített lámpa fénysűrűsége a TiO_2 -os bevonatnál tökéletlenebb diffúz felület miatt cca. 1/20-a a világosénak, ill. 25-szöröse az opál vagy belülfestettének. Ez tehát bizonyos előnyt biztosít számára a világos búrájú lámpával szemben, melyhez hozzájárul még az is, hogy az abszorbeiója mindössze 1/2—2%. Hátrány azonban, üzemi szempontból, a maratott üveg törékeny volta, alkalmazhatósági szempontokból pedig az, hogy úgy égő, mint nem égő állapotban nélkülöz minden dekoratív hatást. Ez utóbbi hibákat oldja meg az úgynevezett mattfestésű, üzemi néven Mattcol lámpa. Készítésének elve hasonló a belülfestettéhez, gyakorlatban a belülfestési eljárás továbbfejlesztésének tekinthető.¹² A lényeges eltérés az Incollal szemben a colloid SiO_2 és a nem colloid TiO_2 mellett, a colloid TiO_2 egyidejű alkalmazása. Ez a fogás olyan bevonati réteg kialakítását teszi lehetővé, melyen a fény — 0,5-től + 1,5% abszorbeióval halad át. A mínusz abszorbeió itt azt jelenti, hogy a lámpa fényárama nagyobb, ha a búra felületét Mattcol réteggel látjuk el, mintha az üvegfelületet hagyjuk meg. Ennek oka egyes búraformáknál a belső reflexiók veszteségek csökkenésében keresendő. Jelenleg tehát többféle búratípusban készülnek világszerte az izzólámpák, melyek közül a káprázás-csökkentés, fényáram, és dekorációs hatás egyidejű megítélése szempontjából kétségkívül a magyar Mattcol lámpáé az elsőbbség. Képeinken a hazai ipar 4féle búratípusban készült lámpáját mutatjuk be.

Összefoglalás

A fényforrások gyártásánál figyelemmel kell lennünk annak káprázató tulajdonságaira, azaz arra, hogy világításra való felhasználása esetén kényelmetlenségi érzést és látás-csökkenést válthat ki. A káprázás csökkentése a fénysűrűség csökkentése, ill. a világító felület megnövelése révén érhető el. Luminoforokkal történő világításnál ez magától adódik, izzólámpáknál azonban különös fogásokat kell alkalmazni, melyeknek közös elve a lámpabúra belső felületének megnagyobbításából és ezáltal diffúz fény előállításából áll.

*

Készült: a Tungstam Művek Izzólámpa Kémiai Laboratóriumában. A mikroszkópi felvételeket Sas L. (HIKI) A lámpafelvételeket Horváth T-né (Izzó) készítették, melyért e helyen mondok köszönetet. Köszönettel tartozom továbbá Somkuty Adolf kts.-nak értékes világítástechnikai tanácsaiért.

Dr. Kardos Ferenc

1. Pillitz D.: Látással kapcsolatos kémiai folyamatok. Kémikusok Lapja. III. 7–8 (1942)
2. Luckiesh—Moss: The science of seeing (Nostrand N. Y. 1943) 383. o.
3. J. C. Lowson: Practical Application of Direct Discomfort Glase Research in the New Australian Artifical Lighting Code. Transactions of the Illum. Eng. Soc. V. 24/4 169–184. (1959)
4. R. G. Hopkinson: Lux 20. 80 (1952)
5. Lowson: loc. cit. (176. o.)

6. G. Büscher: Rádió és elektrotechnika I. Műszaki Könyvkiadó Bp. (1958)
7. Luckiesh—Moss: loc. cit. 390. o.
8. Szigeti György: 140 587 sz. magyar szabadalom. (1949)
9. Szigeti György: Akadémiai székfoglaló előadás (1960.)
10. Wisseaux: 989 340 sz. svájci szabadalom (1950). — Pipkin: 2 545 896 sz. amerikai szabadalom (1950). — Kardos: 142 007 sz. magyar szabadalom (1950).
11. Büscher: loc. cit. 209. o.
12. Kardos—Juhász: EF601 sz. magyar szabadalmi bejelentés (1959). — és Kardos: EE657 sz. magyar szabadalmi bejelentés (1959).

Reális kristályok szerkezete

II Színcentrumok alkali-halogenid kristályokban

Bevezetés

A szilárd testek fizikájának fontos része a kristályos testek, ezeken belül az alkali-halogenid szerkezetének tanulmányozása, mivel ezeknél egyszerű felépítésüknél fogva a viszonyok jelentősen leegyszerűsödnek, s így a jelenségek könnyebben megfigyelhetők. Az alkali-halogenid szerkezetére, a bennük uralkodó energiaviszonyokra stb. sok felvilágosítás nyerhető az ún. „színcentrum” vizsgálatokból.

Goldstein 1896-ban megfigyelte, hogy ha alkali-halogenid kristályt katódsugarakkal bombázz, a kristály megszínesedik. Azóta ezzel a problémával többen foglalkoztak így Pohl és munkatársai, valamint Przibram, Magyarországon pedig Gyulai és tanítványai.

I. Színcentrumok

1. Színezési módok

A kristály színezését nemcsak katódsugárzással, hanem más eljárással is megvalósíthatjuk. A színezési eljárásokat két nagy csoportra oszthatjuk:

- a) additív színezés
- b) fotokémiai színezés

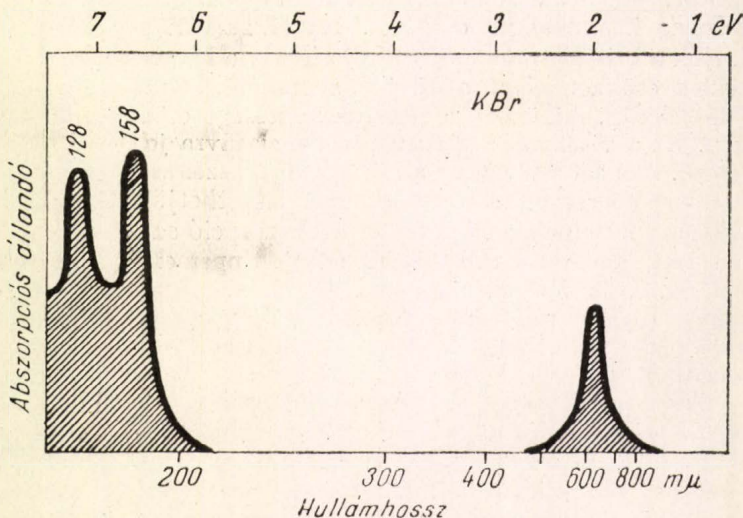
Az additív színezés lényege, hogy a kristályt a kation gőzében vagy olvadt kation fémében 100 C°-kal a kristály olvadáspontja alatt hőkezeljük, majd a lehető legrövidebb időn belül lehűtjük. Additív színezésnek tekintjük még az elektrolitikus színezést is, vagyis azt az eljárást, amelynél a kristályt lemez alakú anód és tű alakú katód közé fogjuk, olyan magas hőmérsékleten, ahol már mérhető ionáram van és elektronokat diffundáltatunk a kristályba.

Fotokémiai színezésnek azt az eljárást nevezzük, amikor a kristályt ionizáló sugárzás hatásának tesszük ki (pl. röntgen, α , β , γ , nagy energiájú ultraibolya sugárzás). A kristály min-

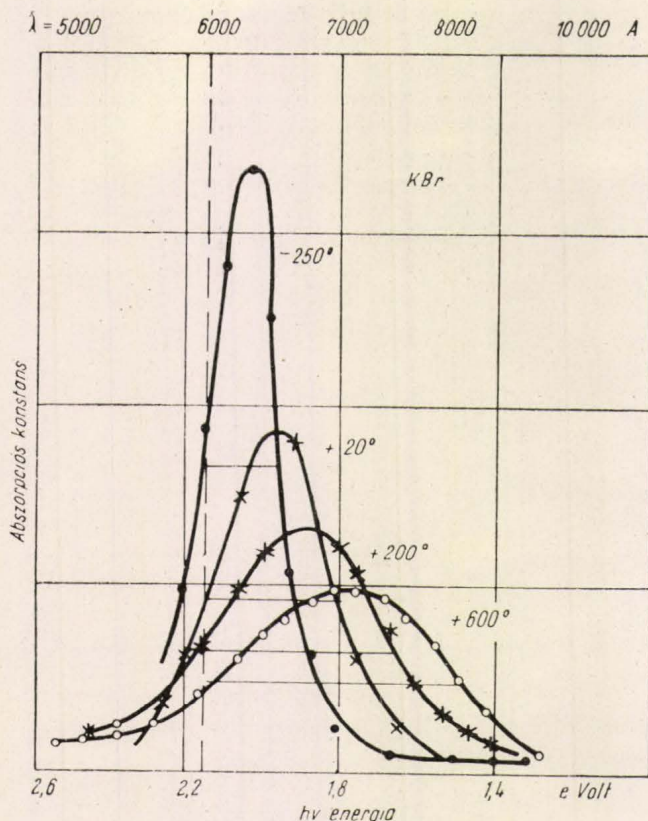
den esetben megszínesedik és az az érdekes, hogy a kapott szín független a színezési módtól, csak az illető kristályra jellemző. Gyulai Zoltán és munkatársai egy új színezési eljárást is megfigyeltek. Ha alkali-halogenid port nagy nyomásnak tesznek ki, azaz pasztillává préselik, majd hőkezelik, a pasztilla szemmel láthatóan színes lesz [1].

2. F sáv

Nem kezelt kristályon végzett fényáteresztő-képességmérések azt mutatják, hogy a kristály a messze ultraibolyától (200 m μ) a távoli infravörösig átlátszó. Ha viszont az előbb említett kezelések valamelyike után mérjük az abszorpciót, a látható színek tartományban jellegzetes alakú abszorpciós sáv felleptét lehet megfigyelni. A sávot burkoló görbe harang alakú. (1. ábra). Pohl [2] után e sávot *F sávnak* nevezzük. Régen ismert kísérleti tény, hogy az *F* sáv maximumának helyzete és a kristály rácsállandója között bizonyos esetekben a $\nu_0 d^2 = K$ tapasztalati összefüggés áll fenn, ahol ν_0 az *F* sáv maximumához tartozó frekvencia,



1. ábra. KBr *F* sávja, saját abszorpciós sávval



2. ábra. A hőmérsékletváltozás hatása az F sáv félértékszélességére

d a rácsállandó, K pedig állandó. Az összefüggés csak lapon centrált hexaéderekben kristályosodó kristályokra érvényes. Jóval általánosabb formulát ad M. F. DeJgen [3], amelyre már a fenti kikötést nem kell alkalmazni. Ez a tiltott zóna szélessége és a sáv maximumának helyzete közötti kapcsolatot adja meg: $h\nu_0/\Delta E = k$, ahol h a Plank-állandó, ΔE a tiltott sáv szélessége, amely mind kísérletileg mind pedig elméletileg megkapható. Az F sáv alakja és viselkedése arra mutat, hogy az elektrodinamikából jól ismert rezonancia sávval van dolgunk. Így pl. ha változtatjuk a kristály hőmérsékletét, az F sáv a hőmérséklet csökkenésével a rövidebb hullámhosszak felé tolódik, miközben a félérték szélessége csökken. Ez a viselkedés minden rezonanciasávra jellemző. Azt a tényt, hogy a görbe félértékszélességét a hőmérséklettel tetszőlegesen szűkíthetjük, csak úgy értelmezhetjük, hogy az abszorpció azonos centrumokban történik (2. ábra). Éppen ezeket nevezzük F centrumoknak. Az F centrumok tehát olyan rendellenességek a kristályban, amelyek a színezés folyamán keletkeztek, fény vagy hőkezeléssel pedig elpusztíthatók.

A centrumok szétesését az általuk létrehozott abszorpciós sáv leépülése jelzi. Mivel a különböző színezési eljárások során elektronok jutnak vagy távoznak el a kristályból, nyilvánvaló, hogy a színezés mindig valamilyen elektronfolyamattal kapcsolatos.

3. F' centrumokat tartalmazó kristály sajátosságai

Az F centrumok közelebbi megismeréséhez az F centrumokat tartalmazó kristályok a különféle behatások alatti viselkedésének vizsgálata vezethet el.

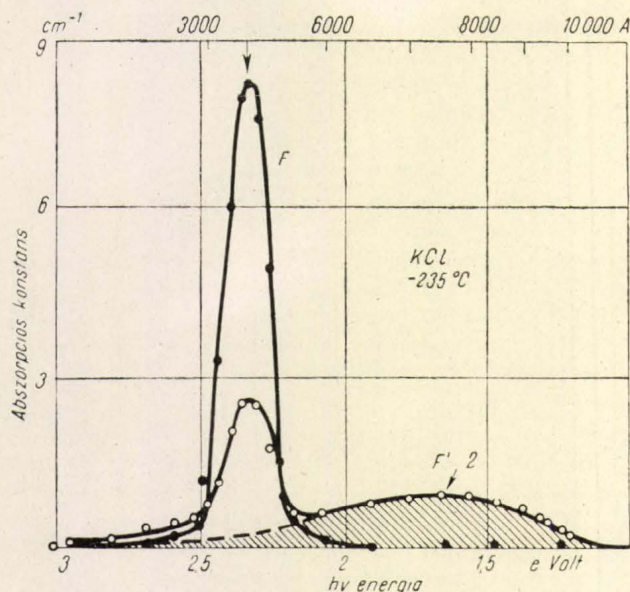
a) Fotovezetés

Ha színezett kristályt olyan áramkörbe kapcsolunk, amelyben érzékeny árammérő műszer van és a kristályt az F sávjához tartozó hullámhosszú fényel besugározzuk, akkor a kristály fotoáramot mutat. Ezt az áramot a fénykvantum által a vezetési sávba emelt elektronok szolgáltatják. A szabad elektronok hőmozgást végeznek, s erre a mozgásra szuperponálódik kényszerként az elektromos tér. Ha ezt figyelembe vesszük, elemi számításból adódik, hogy a fotoáram $I = Q\eta\beta ETW$, s ezt átalakítva $\eta\beta T = I/\text{const.}$, ahol Q az egy másodperc alatt cm^2 -enként elnyelt kvantumszám, η a kvantumkihasználási tényező, E a térerősség, β a mozgékonyosság és $\beta T = \frac{d}{E}$, ahol

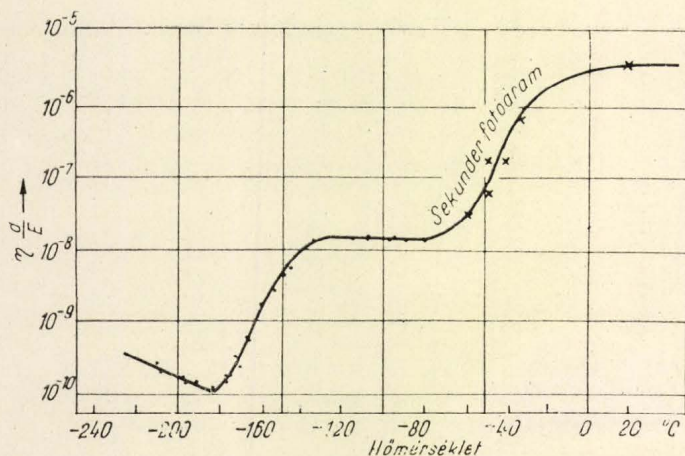
d az eltolódási-úthossz. Az $\eta\frac{d}{E}$ mennyiség a mérések szerint csak a centrumok koncentrációjától és a hőmérséklettől függ. A szorzat értéke a koncentrációval arányosan csökken. Ezt magyarázhatnánk azzal, hogy a szorzatban a d/E mennyiség, azaz az egységnyi térerőre eső elmozdulás csökken, mivel a koncentrációval nő az elektron befogási valószínűsége.

b) F' sáv kialakulása

A fotoáram mérése közben (megfelelő hőmérsékleten) az F sáv lecsökken s ezzel arányosan a hosszuhullámú oldalon egy széles lapos sáv alakul ki, amely átlapolja az F -et (3. ábra). Az új sávot



3. ábra. F' sáv kialakulása KCl-ben az F sávban történő fénybesugárzás hatására



4. ábra. Fotoáram függése a hőmérséklettől egységnyi térerő és fényintenzitás esetén

F' -nek nevezik [4]. A centrumot, amely ezt a sávot létrehozza, úgy képzeljük el mint egy F centrumot, amely még egy elektront befogott. Pick [4] mérte az $F-F'$ átmenet hatásfokát és azt találta, hogy egy F' centrum keletkezésénél két F centrum pusztul el. Ez várható is, mert elpusztul az az F centrum ahonnan az elektron származik, s elpusztul az ahová befogódik. Az F' centrumot viszont könnyen elpusztíthatjuk F' -ben történő fénybesugárzással; ilyenkor az F sáv eredeti értékben újra megjelenik. Az F' centrum egységnyi hatásfokkal szolgáltat fotoelektronokat, tehát azt mondhatjuk, hogy a gerjesztés az elektront közvetlenül a vezetési zónába emeli.

Nem ez a helyzet az F centrumnál. Említettük, hogy az $\eta d/E$ szorzat függ a hőmérséklettől is (4. ábra). Ha mérjük az $\eta d/E$ -t mint a hőmérséklet függvényét azt láthatjuk, hogy a szorzat -130 °C-tól jobbra és balra csökken. A baloldali csökkenés valószínűleg az η csökkenésével kapcsolatos. Alacsonyabb hőmérsékleten nem minden kvantum abszorpciója vezet elektronleváláshoz. Ezt csak úgy tudjuk magyarázni, hogy ezen az alacsonyabb hőmérsékleten a gerjesztés nem viszi az elektront közvetlenül a vezetési sávba, mert egy meghatározott gerjesztési szintről a vezetési sávba az elektron csupán meghatározott nagyságú termikus energia segítségével kerülhet fel. Az alsó növekedést (-180 °C-nál) fémkolloidoktól származó elektronok, míg a -75 °C-nál kezdődött a szekunder fotoáram okozza.

Az F' centrum úgy viselkedik, mint egy egysezeresen töltött negatív ion. Ezek szerint az F centrum semleges. Az eddig leírt kísérleti tények mind arra mutatnak, hogy az elektron, amely az abszorpcióért felelős coulomb-térben mozog. Tehát elképzelhetünk egy modellt, amely hasonlít a semleges hidrogén atomra. Az ilyen modell segítségével elvégzett számítások jól egyeznek a tapasztalattal.

4. Rács hibák

Közismert tény, hogy az „ideális kristály” (azaz olyan térbeli geometriai rács, amelynek pont-

jaiban az építőelemek mozdulatlanul, s hiánytalanul helyezkednek el) csupán fikatív fogalom és a természetben előforduló ún. „reális kristályok” csak többé-kevésbé közelítik meg ezt az elképzelést. Ezekben ugyanis számtalan hiba, rendellenesség fordul elő, amelyek három nagy csoportba sorolhatók.

a) Elektromos természetű hibák. (Ionhiányhelyek, fölösleges ion, elektron stb.)

b) Kristályszerkezeti hibák. (Diszlokációk, blokkhatárok stb.)

c) Kémiai hibák (idegen atomok vagy ionok).

Figyelembe véve még azt, hogy a reális kristályt sohasem abszolút nullafokon, hanem elég nagy hőmérsékleten vizsgáljuk, könnyen belátható, hogy az itt felsorolt hibák egymással is kölcsönhatásba léphetnek, s ily módon mindegyik szerepet játszhat a színezésnél. A színezésnél az elektromos hibáknak van mégis alapvető jelentősége. Semleges kristályban coulomb tér háromféleképpen jöhet létre.

a) Egy rácspontban levő ion rácspontok közötti helyzetbe megy, helye üresen marad. Egy rácsközi helyzetben levő ionból és egy ionhiányhelyből álló hibát, felfedezőjéről Frenkel hibahelynek nevezzük [5].

b) Ion a felületre diffundál, visszahagyva egy ionhiányhelyet. (NaCl esetén a Cl ion képes erre.) Ezt nevezzük Schottky hibahelynek [6].

c) A közeget egy középpontra vonatkozóan polarizáljuk [7]. Ez pl. akkor jön létre, ha a közegbe helyezett elektron a töltéseket maga köré gyűjti. Az így összegyűlt pozitív töltések s az elektron egymást kölcsönösen fogva tartják, azaz az elektron a saját maga által létrehozott töltések fogságába esik. Ez az önbefogás esete, amelyet Landau minden ionkristályban lehetőnek tart. Azt a lehetőséget azonban, hogy ez lenne az F centrum el kell vetni többek között azért, mivel ez az önbefogás igen rövid idő alatt bekövetkezne, s főleg a hőmérséklettől független lenne. Még nagyobb akadály az, hogy a negatív ionhiányhely s az elektron között a kötési energia jóval nagyobb, mint az önbefogáskor keletkező képződményé, így ha a kristályban negatív ionhiányhelyek vannak, azok fognák be az elektronokat [8].

A Frenkel hibahely sem képezhet F centrumot, mivel Schottky mérései és Mott számításai [9] szerint jóval nagyobb energia kell ahhoz, hogy rácsközi helyzetbe kényszerítsünk egy atomot, mint ahhoz, hogy egy hiányhelyet létrehozzunk. Ezt bizonyítja az is, hogy a kristály olvadáspontja alatt a rácsközi ionok száma csupán egy százaléka a hiányhelyek számának.

Ezek alapján azt mondhatjuk, hogy az F centrumok, egy termodinamikailag kialakult negatív ionhiányhelyen fogságba esett elektronok.

5. F centrum-koncentráció meghatározása

Az eddigi elképzelések helyességét bizonyítják a különböző módon elvégzett F centrum koncentráció mérések.

a) Optikai mérés. Smakula [10] elmélete alapján mód nyílik arra, hogy az F sávból következtethessünk az F centrumok sűrűségére. Azzal a feltételezéssel, hogy minden színcentrum fölfogható mint egy parányi oszcillátor, a klasszikus diszperzió elméletet fölhasználva a következő egyenletet vezette le.

$$Nf = 18 m n_0 KH / \pi e^2 h (n + 2)^2,$$

ahol n_0 a törésmutató K a maximális abszorpciós konstans, H a rezonanciagörbe félértékszélessége, szerepelnek még a szokásos atomi állandók. A formula egyszerűbb alakban $Nf = 1,06 \cdot 10^{16} KH$, ahol f az abszorpciós centrumok oszcillátor erőssége, ami pl. kősóra 0,8 körül van. Ha K értékét cm^{-1} -ben, H értékét eV-ben adjuk meg, akkor a centrumok számát, vagyis az N értéket cm^{-3} -ben kapjuk.

b) Sűrűségmérés. Mivel az F centrum egyik alkotó része halogén ionhiányhely, amelybe színezéskor elektronok kerülnek, nyilvánvaló, hogy a színezett kristály sűrűsége csökken. Ez a sűrűség csökkenés több módon mérhető.

c) Kémiai eljárás. Additív színezés esetén a kristályban alkali fölösleg figyelhető meg. A fölös alkali atomok száma egyenlő az F centrum számmal. (Ennek részletezését l. alább 6. pont 2. bek.) A kristályt feloldva meghatározható az oldat pH tartalma, azaz az F centrum-koncentráció. A különböző módon elvégzett mérések elég jó egyezést mutatnak.

6. Színcentrumok kialakulásának mechanizmusa

A fotokémiai színezésnél az ionizáló sugárzás fotoelektronokat tesz szabaddá. Ez a sugárzásnak a primérhatása. A kristályban minden hőmérséklet-hez egy pozitív és egy negatív ionhiányhely koncentráció tartozik. Elméletileg bizonyítható, hogy ezek energetikai okokból csomókba állnak össze [11]. A képződmények közül a legkisebb egy semleges pár. A fotokémiai színezésnél a szabaddá lett ún. fotoelektronok vándorolnak, s vándorlásuk közben egy pár vagy egy egyedüli hiányhely közlébe jutva befogódnak, vagy ha ez nem történik meg, rekombinálódnak. A biztosíték arra, hogy egy hiányhely pár is befogja az elektront az, hogy egy hiányhely pár kötési energiája 0,93 eV, míg egy elektron s egy hiányhely kötési energiája 2 eV. Így a találkozáskor a párból a pozitív ionhiányhely kilöködik s visszamarad egy F centrum. A röntgensugárzás mellett, hogy fotoelektronokat kelt, ionhiányhelyeket is létrehozhat. (Ennek bizonyítására a következőkben még visszatérünk.)

Additív színezés esetére Boer [12] dolgozott ki egy modellt, amelynek lényege, hogy ha NaCl kristályt a kation gőzében hevítünk, akkor a klór ionok a felületen reakcióba lépnek a nátrium ato-

mokkal, s új rácsréteget alkotnak. A nátrium valenciáelektronja pedig a kristályba lépve egy klór hiányhelyen fogságba eshet.

II. Alkalihalogen kristályok saját abszorpciója

1. Exciton sávok

Amint említettük, ha szobahőmérsékleten mérjük egy alkalihalogenid kristály fényáteresztő képességét, azt tapasztaljuk, hogy egy meghatározott hullámhossznál levág. Így pl. a NaCl 170 $m\mu$ -nál, a KBr 202 $m\mu$ -nál, a KCl 175 $m\mu$ -nál. Schneider, Pohl és munkatársainak [13] mérései azt mutatták, hogy az alapabszorpciós sáv egy sor abszorpciós csúcsot foglal magában, amelyek alacsony hőmérsékleten feloldódnak (lásd 1. ábra). Sajnálatos módon a legutóbbi időig erről a nagy energiájú területről csak keveset tudunk, mivel ebben a hullámhossztartományban optikai mérést igen nehezen lehet végezni. Hilsch és Pohl 150 $m\mu$ -ig tudtak lemenni, már így is pl. a KBr-ben két sávot (173 $m\mu$ -nál és 187,5 $m\mu$ -nál) találtak. Ez az alacsony energiájú rész igen érzékeny a hőmérsékletre s a kristály tökéletlenségi állapotára. Hartmann [11/a] a 950—1700 Å közé eső területet mérte. Méréseit szobahőmérsékleten végezte és mintadarabul párologtatott alkalihalogenid rétegeket használt. Eredményei szerint a nagy energiájú oldal nagy strukturáltságot mutat. KCl esetében pl. 100 $m\mu$ -nál talált egy sávot. Több sáv is megfigyelhető volt, de ezek nem oldódtak fel jól. Elfogadott elmélet ezen sávokra még nincs, de valószínűnek tartják, hogy ezeket az excitonoknak tulajdoníthatjuk. Az excitont alkalihalogenidek esetében, jó megközelítéssel gerjesztett halogén ionnak mondhatjuk. Valójában az exciton olyan képződmény, amelyben egy, a kristályban elhelyezkedő (halogén ion melletti) defektelektron körül elektron helyezkedik el. Az excitonok az alapabszorpciós sáv hosszú hullámú részén levő első csúcsban való besugárással kelthetők. Itt valójában a halogén ionok gerjesztődnek, s a gerjesztés tovaterjed egyik ionról a másikra. Az alapabszorpciós sávban a különböző csúcsok valószínűleg a gerjesztés különböző állapotaihoz kapcsolhatók. Azt határozottan nem lehet megmondani, hogy a színek melyik pontján szűnik meg a gerjesztés, s mikor kezdődik meg az átmenet az ionizációs kontinuumba, amikor az elektron s a defektelektron egymástól elválnak. A számítások szerint ez a pont valószínűleg 1 eV-al van magasabban, mint az első csúcs a hosszú hullámú oldalon. Az exciton úgy viselkedik, mint egy részecske, amelynek mozgékonyasága, effektív tömege van. Heller és Marcus [14] kiszámították az exciton mozgékonyaságot alkalihalogenidekben, s igen nagy értéket kaptak. A mérést elvégezni nem lehetett, mivel az exciton maximális élettartama 10^{-8} sec, s az a táv, amit ez alatt az idő alatt az exciton radikális irányban megtehet csupán 10^{-4} cm. Exciton megsemmisüléskor lumineszcenciát nem figyeltek meg, ez arra mutat, hogy az exciton energiája a

rácsrezgésekre fordítódik, hiszen mozgása folyamán 10^7 iont érint.

2. Az α és β sáv

Bizonyos kezelések után az alapabszorpciós sáv hosszú hullámú lejtőjén egy új sáv alakul ki, amelyet α sáv néven ismer az irodalom (különböző szerzők más-más névvel illetik: pl. Dorendorf V_5 -nek, Martiensen U' -nek nevezi). Ehhez a sávhoz szorosan csatlakozik a β sáv, amely gyakran az α sávval együtt jelentkezik.

Ha egy alkali-halogenid kristályt additíve színezzük, az F sáv kialakulása mellett az alapabszorpciós sávtól hullámhosszban nem messze kialakul egy sáv, ami igen szoros kapcsolatot mutat az F sávval; ez a β sáv. Színtelen kristályban nem található meg. Ha a kristályt a megfelelő hőmérsékleten (-90°C) az F sávban besugározzuk akkor az F sáv F' -be megy át, s természetesen az F' növekedésével az F arányosan csökken, s ez a csökkenés a β -ban is megfigyelhető. A folyamat közben a β sáv rövidhullámú részén az α sáv alakul ki, amely az F' növekedésével arányosan nő (5. ábra). Ha a kristályt az F' pusztulási hőmérsékletére hevítjük, akkor az F' -vel együtt az α sáv is eltűnik, s az F és a β sáv kezdeti intenzitása visszaáll, a β sáv tehát szoros kapcsolatban van az F sávval, illetve a színezésnél kialakult rendellenességgel. Az α sáv értelmezése már nem ilyen egyértelmű, mivel az F' kialakulásakor halogén hiányhelyek is keletkeznek. A kérdés eldönthető, ha a kristályt röntgensugárással színezzük, olyan alacsony hőmérsékleten, amelyen az F' sáv nem alakulhat ki. Az α sáv ilyenkor mégis megjelenik. Ha tehát feltesszük, hogy a röntgensugár szekunder hatásaként ionhiányhelyek is keletkeznek, ebből egyértelműen következik, hogy az α sáv ezekkel a halogén ionhiányhelyekkel van kapcsolatban. Ha összehasonlítjuk a különböző alkali-halogenidokban az α és β sáv helyzetét, az alapabszorpciós

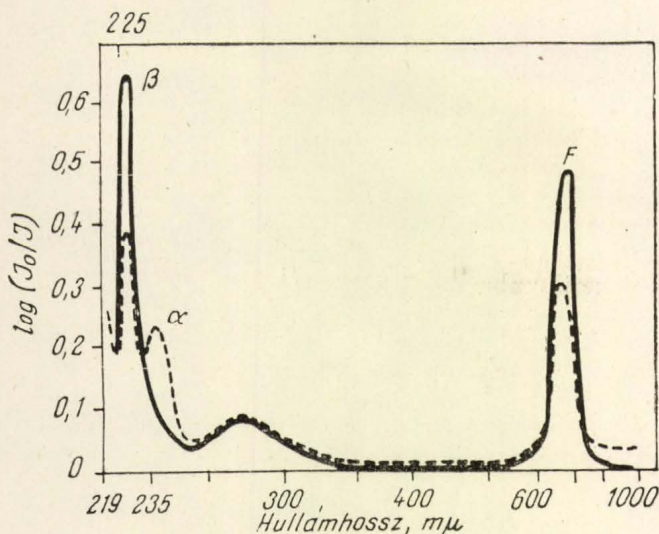
sáv első csúcsának helyzetével, azt tapasztaljuk, hogy az α és a β sáv egy konstans értékkel tolódik el az első csúcsához képest. Ez arra mutat, hogy az α és β sávot létrehozó elektron-folyamatok szoros kapcsolatban vannak, az alapabszorpciós csúcsot okozó elektron-folyamattal. A két sáv létrejöttét úgy képzelhetjük el, hogy a kialakult F centrum, illetve a halogén ionhiányhely újabb jól definiált szinteket létesít a tiltott zónában, amely a tökéletes kristályban nincs jelen. Ha a halogén ion elektronját erre a szintre gerjesztjük, akkor fel lép az α és a β sáv. Ezek szerint a fent említett sávokat az alapabszorpciós sávhoz tartozónak tekintethetjük. Úgy is mondhatjuk, hogy az abszorpció folyamán a halogén ionhiányhelynél és az F centrumnál exciton befogás történik, azaz az α és β sáv szintjére gerjesztett elektron vagy az F centrumhoz vagy a hiányhelyhez kötődhet. F centrum esetében világos, hogy egy kötött komplex alakul ki. Bonyolultabb a helyzet az α sáv esetében, mivel az ionhiányhely az elektront vonzani, míg a defektelektront taszítani fogja. Több tény arra mutat, hogy itt is kötve marad a defektelektron. Így pl. az α sávban való besugárzás monomolekuláris lumineszcenciát okoz, ez annak a jele, hogy az elektron a kötött defektelektronnal rekombinált. Továbbá a negatív ionhiányhelyek jelenléte a kristályban biztosítja arra, hogy az elektron erősebben köti a defektelektront, mint azt az ionhiányhely taszítja.

Az előbbi elképzelés helyességét bizonyítják α , β és F sávok intenzitás viszonyain végzett megfigyelések. A mérés azt mutatja, hogy állandó hőmérsékleten az F és az α sáv intenzitásának összege közel állandó, míg a β és F sáv intenzitásának hányadosa szintén egy állandó értéket ad. Általában azt mondhatjuk, hogy az α , β sávok vizsgálata igen fontos, mivel ezek indikátor szerepét játsszák.

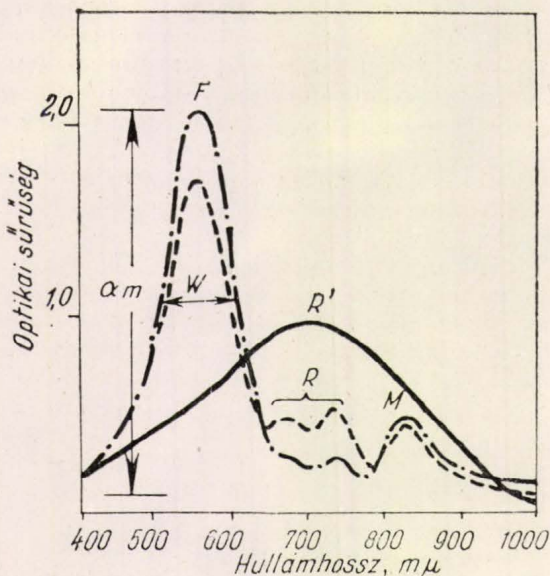
III. F centrumok aggregátumai

1. R' sáv

Ha F centrumokat tartalmazó alkali-halogenid kristályt $200-300^\circ\text{C}$ hőmérséklet intervallumban kb. 1 napig temperálunk, majd hirtelen lehűtjük (a hirtelen hűtés biztosítja a magasabb hőmérséklethez tartozó állapot „befagyaszthatását”) a kristály színe megváltozik. A színváltozást az okozza, hogy az F sáv leépül s helyette egy új sáv, az R' sáv alakul ki. Scott és munkatársai [16] egy kísérletükben az F centrumos kristályt ívfény elé rakták, s így a kristályt igen erős fény és hő együttes hatásának tették ki. A kezelés eredményeként az $F-R'$ átmenet már 2 perc alatt végbement. A fenti átmenet tehát a centrumok, ionhiányhelyek vagy más hibahelyek megnövekedett mozgékonyasága következtében jött létre. Az R' centrum eléggé összetett szerkezetű: F centrumok és ionhiányhelyek kapcsolódása által képződik. Mérete nem éri a kolloid méretet (mint ahogy azt régen gondolták), mivel felépülésekor kvalitatív



5. ábra. Kapcsolat az $F-F'$, α és β sávok között. Pontozott vonal az F sávban történő besugárzás utáni állapotot mutatja additíve színezett KJ-ben

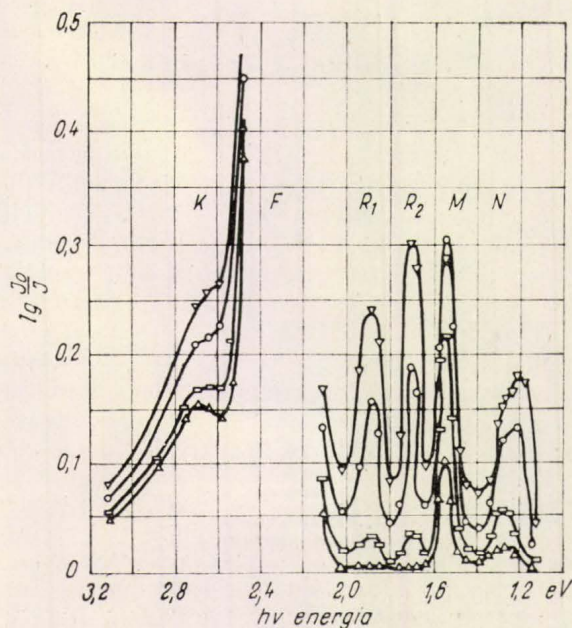


6. ábra. R' sáv kialakulása hő és fény együttes hatására. Pontozott görbe csak fény, kihúzott görbe fény és hő együttes hatására alakul ki

becslés szerint nem használ el 6 F centrumát többet.

2. R_1 , R_2 , M , N centrumok, s ezek abszorpciós sávjai

Scott előbb említett kísérletében, ha az ívfény-nyel besugárzott kristály hűtéséről gondoskodtak, az R' sáv helyett több jól definiált sáv felépülését figyelték meg az F sáv rovására (6. ábra). Ezeket a sávokat Petroff [17] és Molnár is észlelte. (Ezért van az, hogy az irodalomban ugyanazon sáv jelölésére más betűket is használnak.) Ők azt tapasztalták, hogy ha a színes kristályt az F sávjában



7. ábra. Additív színezett KCl spektruma különböző időtartamú F fény besugárzás után

besugározták, akkor az F sáv rovására a színeképi infravörös szélén új sáv lép fel, amelyet M (C) betűvel jelöltek. Az M sávban besugározva az F sáv kezd felépülni az M sáv rovására, azonban a folyamat alatt mindkét sáv veszít valamit intenzitásából. Az elvesztett intenzitás két új sávban jelentkezik, amelyek az F és az M között helyezkednek el. A sávokat R_1 (D) és R_2 (E) sávoknak nevezik. Az F sávban a besugárzást hosszú ideig folytatva az előbb említett sávokon kívül még az infravörösben is kialakul egy sáv, amelyet N (G) sávnak neveznek (7. ábra).

A fénybesugárzás az F centrumban kötött elektront kiszabadítja (ezért csökken az F sáv), s ezek az elektronok egy más típusú hiányhelykomplexbe fogódnak be. A kristályban a pozitív és a negatív ionhiányhelyek egyenlő számban fordulnak elő, mivel ellenkező esetben a kristály nem lenne semleges. Ezek energetikai okokból szívesen kötődnek egymáshoz és dubletteket, kvartetteket stb. alkotnak. A számítások szerint a hiányhely-párok száma négyszerese az egyedülálló hiányhelyek számának. Ezek a képződmények elektronhoz jutva színcentrumokat adnak. Kiindulva abból, hogy a kristály hiányhelykvartetteket tartalmaz, a következő lehetséges centrumtípusok adódnak:

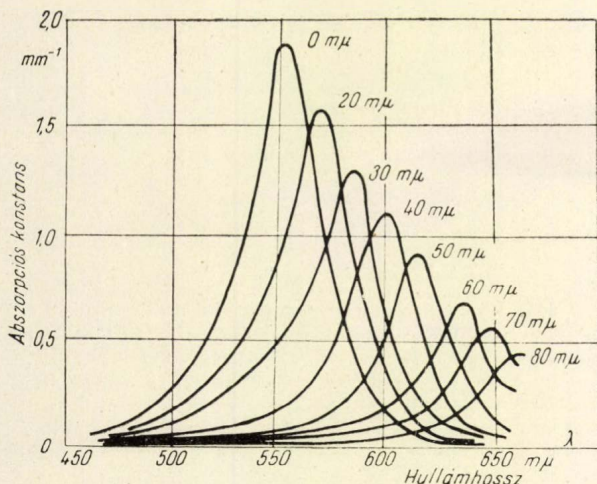
a) A két pozitív és két negatív ionhiányhelyből álló csoport, azaz egy kvartett, ha egy elektronnal találkozik azt befogja és helyette egy pozitív ionhiányhelyet kilök, mivel az elektronnak nagyobb a kötési energiája a csoporthoz, mint egy ionhiányhelynek. Az így létrejött centrumot Seitz [8] az M centrummal azonosítja. Az M centrum tehát, amely egy hiányhely-párból és egy F centrumból áll, láthatóan a köbös szimmetriánál alacsonyabb szimmetriájú. E modell helyességét megerősítette Ueta [11/b], aki azt tapasztalta, hogy az M centrum abszorpciója polarizált fény esetén függ a polarizáció síkjától, Van Doorn [20], viszont az M centrumokat polarizált fényvel besugározva polarizált fluoreszcenciát figyelt meg. Ezek a kísérletek mind azt mutatják, hogy az M centrum aszimmetrikus felépítésű.

b) Az az eset is könnyen elképzelhető, hogy a kvartett két elektront fog be, s ilyenkor két pozitív ionhiányhely szabadul fel, és visszamarad egy kötött F centrum pár. Az ilyen típusú centrumokat F_2 centrumoknak hívják. Seitz szerint ez a képződmény felelős az R_2 sávért. Wallis és Hopkins [18] e modell alapján (a centrumot dielektrikumba merülő H molekulának fogták fel, azaz két elektronnak, amelyek két pontszerű pozitív egységtöltés terében mozognak), kiszámították az F_2 centrum lehetséges gerjesztési frekvenciáit, s annak egyike megadta az R_2 sávot. Ha egy F_2 centrum elveszíti valamilyen módon egyik elektronját (pl. elektron-hiányhely befogása következtében), akkor az F_2^+ néven ismert centrumot nyerjük. Úgy gondoljuk, hogy az F_2^+ centrum okozza az R_1 sávot. A modell szerint az F_2^+ pozitívan töltött, amit megerősít az a tény, hogy az R_1 sáv defektelektron bőség esetén sem könny-

nyen szintelenedik el, s az erre a modellre elvégzett számítás is megadja az R_1 sávot. (Megjegyezzük, hogy Yagi [19] újabban 6 darab R sávot figyelt meg, amely a fent említett számításból már közelítő pontossággal kiadódott.) Az N centrumról nem sokat tudunk, valószínűleg valamilyen összetettebb képződmény.

IV. Kolloid sávok

Gyakori jelenség, hogy az additív színezésnél a lehűtés nem eléggé gyors, s akkor pl. NaCl esetén az F sávra jellemző sárga szín helyett a kristály kék színű lesz. Az ilyen kristályban ultramikroszkóp alatt kolloid részecskék figyelhetők meg. Gyulai [21] megmutatta, hogy a természetes kék kőszó színe s az ilyen módon kékbe átvitt NaCl színe közös eredetű. Az ilyen kristályok abszorpciós spektrumában a vörös oldalon erős elnyelési sáv található, amelyet az Na kolloidoknak tulajdonítanak. Ezekre a sávokra jellemző, hogy érzéketlenek a hőmérsékletváltozásra és a fény hatására nem szintelenednek. Szavostyanova [24] alkalmazta a Mye elméletet NaCl-ben levő Na kolloidok esetére, s kiszámította az elnyelési görbéket a kolloid méret függvényeként (8. ábra). A számítás jól egyezik a kísérleti adatokkal, s azt mutatja, hogy a kolloidok mérete 20–70 $m\mu$ között van. Scott és Bupp [22] mérései szerint az F és a kolloid sáv között minden hőmérsékleten fennáll egy



8. ábra. Különböző méretű kolloidok által létrehozott abszorpciós sávok NaCl-re (Szavostyanova számolása)

A FIZIKA TANÍTÁSA

Az elektromosságtani mértékrendszerek és egységrendszerek

Az elektromosságtani mértékrendszerek kérdése elvileg teljesen tisztázott kérdés. A valóságban két nehézség mégis gondot okoz. Az egyik nehézség az, hogy az MKSA rendszer, amely a gyakorlatban a legelterjedtebb és a legcélzerűbb, ezenkívül tekintetbe veszi az elektromosságtan négy alappennyiséget igénylő természetét, megkívánja, hogy a tanítás a Maxwell-egyenletekkel kezdődjék. Ez esetben pedig az áram, a térerő, a potenciál ogalmi nem támaszkodhatnak a töltés fogalmára.

egyensúly. 700 C°-nál a kolloidsáv eltűnik és visszaáll az F sáv. A kolloidokat mint önálló fázist foghatjuk fel, amelyre Gyulai [23] mérése szép bizonyíték. Gyulai mérte a természetes kék kőszó fotovezetését, s ott kvantumszerűséget tapasztalt. Ezt csak úgy tudjuk magyarázni, hogy ha feltesszük, hogy a fotoáramot a kolloidokból, azaz a Na fémből, fény hatására kiszabaduló elektronok szolgáltatják.

A színcentrum probléma területe igen kiterjedt, s így ebben a cikkben már nem került sor az ultrahibolya tartományban található V sávokra, s a látható tartományban levő, a szennyező ionokkal kapcsolatos Z és U sávokra.

Kiss József

Építőipari és Közlekedési Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. Z. Gyulai, Izvesztija Ak. Nauk. SSSR. Szer. Fiz. (1956) T. XX. N° 12.
2. R. W. Pohl, Physik. Zeits. 39, 36. (1938).
3. M. F. Deigen, Zsurn. Exp. Teor. Fiz. 22. 1. 127. (1952).
4. H. Pick, Ann. d. Physik 31, 365. (1938).
5. J. Frenkel, Zeits. f. Physik. 35, 652. (1926).
6. C. Wagner és W. Schottky, Trans. Faraday Soc. 34, 851. (1938).
7. L. Landau, Phys. Zeits. d. Sowjetunion 3, 664. (1933).
8. F. Seitz, Rev. of Mod. Phys. 18. 3, 384. (1946).
9. N. F. Mott és M. J. Littleton, Trans. Faraday Soc. 34, 485, 500. (1938).
10. A. Smakula, Zeits. f. Physik 59, 603. (1930).
11. F. Seitz, Rev. of Mod. Phys. 26, 1, 7. (1954). 11/a és 11/b lásd 11.
12. J. H. de Boer, Recueil des Trav. Chim. d. Pays-Bas 56, 301. (1937).
13. Hilsch és R. W. Pohl, Zeits. f. Physik. 59, 812. (1930), E. G. Schneider és H. M. O'Bryan, Phys. Rev. 51, 293. (1937).
14. W. R. Heller és A. Marcus, Phys. Rev. 84, 809. (1951).
15. H. N. Hersch, Phys. Rev. 105, 4, 1158. (1957).
16. A. B. Scott és L. P. Bupp, Phys. Rev. 79, 341. (1950).
17. S. Petroff, Z. Physik 127, 443. (1950).
18. R. Hermann, M. C. Wallis és R. F. Hopkins, Phys. Rev. 103, 1031. (1956).
19. H. Yagi, Journ. Phys. Soc. Japan, 11, 4, 430. (1956).
20. C. Z. Van Doorn és Y. Haven, Phys. Rev. 100, 753. (1955). C. Z. Van Doorn Centrú Okraszki. Cikkgyűjtemény (1958) 205. o.
21. Z. Gyulai, Zs. Physik 35, 411. (1925); 37, 889. (1926).
22. Lásd még 16. és Scott A. B., Theisen A. J. Chem. Phys. 20. (1952).
23. Gyulai Z., Math. és Phys. Lapok 32, 70. (1925) és Zs. f. Physik. 32, 103. (1925).
24. M. Szavostyanova, Z. Physik 64, 262. (1930).

(Egyébként nemzetközi szabványok is mindkét rendszert alkalmazzák és a szakirodalomban is felváltva szerepelnek.) Az említett második nehézség éppen ez lenne: mindkét mértérendszer elkerülhetetlen ismertetése.

Az alábbiakban szeretnénk megmutatni, hogy e feladatnak a Fizikai Szemle IX. évfolyamának 283. oldalán közöltek alapján igen könnyen végére lehet járni. Vegyük tehát az ott közölt első egyenletet és hozzá a két Coulomb-törvényt, mely három egyenlet az Ohm-törvénnyel kiegészítve lényegében az egész elektromosságtant tartalmazza. (Az Ohm-törvényt itt mellőzhetjük, mert a benne fellépő egy új mennyiség, az ellenállás mértékét éppen mindig általa rögzítjük.) A három egyenlet gyors és világos tájékozódást ad a mértékrendszerekről.

I. Szorítkozzunk egyelőre v á k u u m r a, mint az idézett cikk is teszi. A három egyenlet

$$p = k_1 \frac{Q \cdot Q}{r^2}, \quad p = k_2 \frac{m \cdot m}{r^2}, \quad p = k_3 \frac{Q \cdot m}{r^2} v \sin \alpha.$$

Bennük az ismeretlen méretű mennyiségek a k_1 , k_2 , k_3 , Q és m . Ha a k arányossági tényezők közül kettőt mértéknélkülinek és 1-nek vesszük, a többi három mennyiség méretét a három egyenlet már meghatározza, tehát 4. alaplennyiség nincs. Ha egy arányossági tényezőt vesszünk mértéknélkülinek és 1-nek, a többi négy mennyiség közül egyiknek az egységét még szabadon választhatjuk és 4. alaplennyiségünk lesz. Az előbbi esetben sorban kapjuk az elektrosztatikai, az elektromágneses, illetve a Gauss-féle mértékrendszert $k_1 = k_3 = 1$, $k_2 = k_3 = 1$, ill. $k_1 = k_2 = 1$ választásával. Az utóbbi esetben a Maxwell-egyenletek fontossága miatt $k_3 = 1$ választást teszünk és nyerjük elvileg az MKSA mértékrendszert.

II. Pontosan ugyanezek az esetek ismétlődnek meg akkor is, ha ezen első tájékozódás után most már a k ö z e g e t is figyelembe vesszük. A tapasztalat szerint a két Coulomb-erő a közegtől is függ, a fenti harmadik erő nem. Két újabb, még el nem döntött méretű mennyiség lép fel így. De ezeket a nem additív mennyiségeket egyúttal arányossági tényezőknek is vehetjük, így az öt ismeretlen méretű mennyiség számában nincs változás. A három egyenlet ez esetben:

$$p = \frac{Q \cdot Q}{\epsilon_0 \epsilon_r r^2}, \quad p = \frac{m \cdot m}{\mu_0 \mu_r r^2}, \quad p = k \frac{Q \cdot m}{r^2} v \sin \alpha.$$

$\epsilon_0 = k = 1$ adja az elektrosztatikai, $\mu_0 = k = 1$ az elektromágneses, $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$ a Gauss-féle mértékrendszert, $k = 1$ választás pedig elvileg az MKSA mértékrendszert. Észrevehetjük, hogy a három arányossági tényező között, akármelyik mértékrendszerben, fennáll a jól ismert

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = kv$$

mértékegyenlet. A három egyenletből ugyanis

$$\frac{Q^2}{\epsilon} = kQmv, \quad \text{ill.} \quad \frac{m^2}{\mu} = kQmv$$

következik. Ezek szorzata pedig már a szóban forgó mértékegyenletet adja.

$k = 1$ választással tehát négy alaplennyiségű mértékrendszerhez jutunk. A negyedik alaplennyiség megválasztása és ebből folyólag a leszámazott mennyiségek mértékének megállapítása természetesen még hátra van. Negyedik alaplennyiségnek az MKSA rendszer az áramerősséget választja. A többi mennyiség mértékének megállapítása végett írjuk át az idézett cikk képleteit az új mértékrendszerbe, megtartva számozásait. (1), (1.1) és (2)

$$H = \frac{Q}{r^2} v \sin \alpha \quad (1), \quad E = \frac{m}{r^2} v \sin \alpha \quad (2)$$

$$H = \frac{i \cdot dl}{r^2} \sin \alpha \quad (1.1)$$

lényegében változatlan marad, mindössze c nélkül íródik.

(3)-t azonban most nem úgy kapjuk, hogy $\frac{Q}{r^2}$ helyett

E -t írunk. Az első Coulomb-törvény jelenlegi alakjából ugyanis

$$E = \frac{P}{Q} = \frac{Q}{\epsilon r^2}.$$

$\frac{Q}{r^2}$ helyett tehát közeg esetén ϵE -t kell írni. $D = \epsilon E$ és hasonlóképp $B = \mu H$ jelöléssel tehát (3) és (4)

$$H = Dv \sin \alpha \quad (3), \quad E = Bv \sin \alpha \quad (4)$$

alakú lesz. A (3), ill. (4)-ből származó, összes többi képlet annyiban módosul, hogy E ill. H helyett a jobboldalon mindenütt D , ill. B áll.

Az egyenletek jobboldalán, tehát a jelenségek okai között szereplő D és B új mennyiségek azt jelentik, hogy a baloldali okozatok, azaz a terek (H és E) létrehozásában az eredeti E és H mellett a közegnek is szerepe van. Mégpedig érdekes módon. Ha ugyanis ez az okozó E és H tér valamely töltésből, illetve pólusból forrászik, divergál, akkor értékük közeg esetén a Coulomb-törvények szerint ϵ , ill. μ arányában kisebb lesz, mint vákuumban. Viszont mozgásukhoz kötött hatásukban ugyanilyen arányban segíti őket a közeg. Végeredményben tehát a mozgó töltések és pólusok eredeti, azaz vákuumbeli erővonalalaikkal hatnak. Ha viszont az így okozott rotáló terek, változásuk következtében, maguk is újabb tereket hoznak létre, hatásukhoz most zavartalanul járul hozzá a közeg. Persze a jelen egyszerűsített megfogalmazás csak nagy általánosságban igaz, nevezetesen a töltéseket és pólusokat teljesen körülvevő és az egész teret kitöltő közeg esetére.

D és B -re vonatkozó eme kitérés után állapítsuk meg végül az egyes mennyiségek mértékét. Említettük, hogy az egyenáram ismertetése során ez $Q \rightarrow U$, i , r sorrendben történik. Az MKSA rendszerben viszont $i \rightarrow Q \rightarrow U$ kiindulás után a további sorrend ez

$$\begin{array}{lcl} i & (1.1) \rightarrow H & (3) \rightarrow D \rightarrow \Psi(Q) \\ & & \searrow \epsilon \\ U & \rightarrow E & (4) \rightarrow B \rightarrow \Phi(m) \\ & & \searrow \mu \end{array}$$

(A számok a méret megállapítására szolgáló egyenletet jelzik.) A megfelelő méretek, illetve az ampére nagyságának megválasztása után egyúttal egységek, ugyanabban a sorrendben pedig a következők

$$\begin{array}{lcl} A, & \frac{A}{m}, & \frac{As}{m^2}, \quad As, \quad \frac{As}{Vm} \\ V, & \frac{V}{m}, & \frac{Vs}{m^2}, \quad Vs, \quad \frac{Vs}{Am} \end{array}$$

III. Itt azonban egy fenntartást kell tenni. Letárgyaltuk az MKSA mértékrendszert, de nem az MKSA egységrendszert is. Illetve az adódott egységek a nem racionalizált egységek és a II. részben szereplő egyenletek nem racionalizált alakban vannak írva. A másik, a racionalizált MKSA egységrendszer akkor adódik, ha a három egyenletet

$$p = \frac{Q \cdot Q}{4 \pi \epsilon r^2}, \quad p = \frac{m \cdot m}{4 \pi \mu r^2}, \quad p = \frac{Q \cdot m}{4 \pi r^2} v \sin \alpha$$

alakban írjuk. A további egyenletek közül most (1), (1.1) és (2)

$$H = \frac{Q}{4 \pi r^2} v \sin \alpha \quad (1), \quad E = \frac{m}{4 \pi r^2} v \sin \alpha \quad (2)$$

$$H = \frac{i \cdot dl}{4 \pi r^2} \sin \alpha \quad (1.1)$$

alakú lesz. A többi azonban nem módosul. A két Coulomb-törvény jelenlegi alakjából ugyanis most

$$\epsilon E = \frac{Q}{4 \pi r^2}, \quad \mu H = \frac{m}{4 \pi r^2}.$$

Ezeket (1), ill. (2)-be téve

$$H = Dv \sin \alpha \quad (3), \quad E = Bv \sin \alpha \quad (4)$$

A (3) és (4)-ből származó összes többi képlet természetesen szintén változatlan marad.

A racionalizált írásmód célját az (1.1) képlet adja meg. Ha a Biot—Savart törvényben és a táblázatunkban előtte szereplő képletekben eltűrjük a 4π -t, akkor a Biot—Savart törvénnyel rokon, belőle származó, de nála sokkal fontosabb képletekben, mint a gerjesztési törvény, a rot $H = i$, stb. mentesülünk tőle. — Az egyenletek racionalizálásával velejár, hogy néhány mennyiségnek, tehát nem az összesnek, racionalizált MKSA rendszerbeli egysége más lesz, mint előbb. Természetesen mindenképp más lesz ϵ_0 és μ_0 értéke. E kettősség igen kellemetlen lenne a gyakorlati számításoknál. Különösen kínos lenne a figyelemben tartani, hogy ugyanaz az egységmegjelölés, pl. A/m , két értéket takar. Szerencsére, ha hivatalosan még nem is, de gyakorlatban már régóta MKSA egységrendszeren csak a racionalizáltat értik.

Hátra van az ampère nagyságának a megválasztása. Ami után a mérés felvilágosíthat ϵ_0 és μ_0 arányossági tényezőik értékéről. Befejezésül nem árt talán felhívni a figyelmet, hogy itt az MKSA rendszer egy kis logikai meglepetést tartogat a tájékozatlan számára. Mint szabadon választott negyedik alapegységet annyira önkényesnek várná ugyanis az ember az ampèret, hogy a CGS áramegységekhez való viszonyát csak a mérés adhatná meg. E helyett eleve akkora, mint a CGS rendszerek ampèreje. Ez azonban nem ésszerűtlen. A lényeg nem az, hogy az ampère nagysága legyen önkényes, hanem hogy önálló egységnek legyen tekinthető, melyet a le-számazott mennyiségek egységeiben felhasználunk.

Az áramerősség egységét az MKSA mértékegységrendszer két végtelen hosszú egyenes vezető elektrodinamikai hatása alapján állapítja meg. A megfelelő képletet megkapjuk, ha (1.1) alapján kiszámítjuk a végtelen hosszú egyenes vezető mágneses terét és azt (6.1)-be helyettesítjük. A képlet nem racionalizált Gauss-rendszerbeli és racionalizált MKSA rendszerbeli alakja vákuum esetére a következő

$$p = \frac{2i^2l}{c^2r}, \quad \text{ill.} \quad p = \mu_0 \frac{i^2l}{2r\pi}.$$

A CGS rendszerbeli, baloldali képlet alapján számítsuk ki, hogy mekkora erő lép fel, ha CGS egységnyi áramok helyett ampère (3.10⁹ CGS) nagyságú áramokat használunk és az l és r értékét 1 méternek vesszük:

$$p = \frac{2 \cdot 9 \cdot 10^{18} \cdot 10^2}{9 \cdot 10^{20} \cdot 10^2} = \frac{2}{10^2} \text{ din} = \frac{2}{10^7} \text{ newton}.$$

Az ekkora hatást kifejtő áramot kell tehát 1 ampèrenek venni. — Ez a „választás” azt eredményezi, hogy a jobboldali képletben szereplő μ_0 arányossági tényező értéke csak elvileg származik mérésből, valóságban maga a képlet szolgáltatja, mégpedig értéke

$$\frac{2}{10^7} = \mu_0 \frac{1^2 \cdot 1}{2 \cdot 1 \cdot \pi}$$

egyenlőség alapján $\frac{4\pi}{10^7} \frac{Vs}{Am}$. — Hasonlóképpen csak

elvileg származik mérésből ϵ_0 arányossági tényező értéke is. Értékét a nem racionalizált Gauss-rendszerbeli és a racionalizált MKSA rendszerbeli Coulomb-féle első egyenlet összehasonlítása adja. Asec nagyságú töltések alkalmazása esetén a Gauss-rendszerbeli képlet szerint

$$p = \frac{9 \cdot 10^{18}}{10^4} = 9 \cdot 10^{14} \text{ din} = 9 \cdot 10^9 \text{ newton}$$

nagyságú erő lép fel. Ezeket az összetartozó értékeket az MKSA rendszerbeli képletnél tudomásul véve

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1 \cdot 1}{1^2}$$

egyenlőség alapján ϵ_0 értéke $\frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \frac{As}{Vm}$.

Prohászka Kamill

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A KÖZÉPISKOLAI FIZIKATANÁROK III. ORSZÁGOS ANKÉTJA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, a Művelődésügyi Minisztérium és a Központi Pedagógus Továbbképző Intézet 1959. december 28 — 30-án rendezte a Technika Házában harmadik országos középiskolai fizikatanári ankétját, amelyen mintegy 250 vidéki és budapesti fizikatanár vett részt. A változatlanul szép érdeklődés azt jelenti, hogy fizikatanáraink hasznosnak tartják ezt a már hagyományossá váló összejövetelt.

A tanácskozásokat december 28-án, 14 órakor nyitotta meg dr. Gyulai Zoltán akadémikus, a Társulat elnöke, aki bevezető szavaiban hangsúlyozta, hogy a Társulat életében mindig szerepe volt a középiskolai fizikatanároknak. A Társulat, mint „a fizikai tudomány művelésének és oktatásának társadalmi szerve”, ma is változatlanul igényli a középiskolai tanárok közreműködését, és megtesz mindent, hogy a Társulattal szemben felmerülő tanári igényeket kielégítse. Fontosnak tartja azonban, hogy a tanárok éljenek is a Társulat által nyújtott lehetőségekkel, mert „a következő évtizedek társadalmának természettudományi ismeretei a mai fizikatanárok elmélyült munkájától függ”. Az évenként rendezett országos ankét is, amelyen „hivatali állásuktól függetlenül érintkezhetnek a fizikát kedvelő szak- és gyakorlati-emberek egymással”, a jó tanári munka elősegítését kívánja szolgálni. Gyulai Zoltán annak a meggyőződésének hangztatásával fejezte be megnyitóját, hogy az ankéton „hasznos munkát végzünk hazánk és társadalmunk felépítésére”.

A Technika Háza gyönyörű, új előadótermében az elnöki megnyitó után két szakmai előadás hangzott el. Baránszky Jób Imre és Bába Miklós, a Központi Fizikai Kutató Intézet tudományos munkatársai igen értékes előadásban számoltak be a korszerű elektronikus készülékek alkotó elemeiről és működési elveiről, valamint az

elektronika alkalmazásáról a tudományban és az iparban. A két, igen sok újat nyújtó előadásnak követését megkönnyítette az előadók által összeállított kivonat, amelyet mindegyik résztvevő már az előadások megkezdése előtt kézhez kapott.

December 29-én délelőtt az ankét résztvevői üzemlátogatáson vettek részt. A mostani ankét szakmai célkitűzésének megfelelően a látogatásra ajánlott üzemek is az elektronika körébe tartozó ismeretek bővítését segítették. Örömmel állapítható meg, hogy az üzemek szívesen látták tanárainkat és szakszerű vezetést biztosítottak. A rendezőbizottság ezúton is köszönetet mond a nyújtott segítségért. Délután Turi István, az Iskolai Filmintézet tudományos munkatársa nyitotta meg előadásával az új oktatófilmek vetítésével egybekötött film-ankétot. Az előadó vázolta az oktatófilmek bemutatásának előnyeit és ennek a már általánosan használt szemléltető eszköznek legfontosabb didaktikai problémáit. Az ankét résztvevői tetszéssel fogadták a néhány legújabb film bemutatását. A délután programját gazdagította az is, hogy a kupolateremben rendezett szemléltetőeszközkiallításán Bihari Sándor, az ISZEI tudományos főmunkatársa és Csekő Árpád, a budapesti Petőfi Gimnázium tanára sok eszköz működését mutatta be.

December 30-án, az ankét utolsó délelőtti, két szakmódszertani előadás hangzott el. Dr. Vermes Miklós, a budapesti Jedlik Ányos gimnázium Kossuth-díjas tanára a váltakozó áramok tanításával kapcsolatos rendkívül értékes tanítási eljárást mutatott be, dr. Makai Lajos, a szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetének adjunktusa pedig az iskolareformmal kapcsolatban felmerült néhány módszertani kérdéstről beszélt. A vita során felmerült kérdésekre Aczél Istvánné, a Művelődésügyi Minisztérium osztályvezetőhelyettese válaszolt.

Az ankét keretében ebben az évben is igen szép, gazdag eszközkiallítást tekinthettek meg az ankét részt-

vevői. A kiállítók között szerepelt a legnagyobb területet elfoglaló ISZEI-n kívül az ITG, a Műszer és Irodagép Értékesítő Vállalat és az Orvosi Műszerek Kereskedelmi Vállalata. Sajnos, viszonylag kevés iskola küldött kiállítási anyagot (Bánki Donát Gépipari Technikum, a debreceni Tóth Árpád Gimnázium, a budapesti Piarista Gimnázium, a székesfehérvári József Attila Gimnázium).

A sok szép eszköz egyedi bemutatására ennek a rövid ismertetésnek a keretén belül nincsen lehetőség, egyes eszközök megemlítése is tájékoztató lehet. Nagyon szép és sokoldalúan használható eszköz az ISZEI optikai padja, amelyet részletesen Csekő Árpád ismertetett. Úgyes a vertikális vetítőláda, a hozzá tartozó kiegészítő eszközökkel, jók a tanulói mérésekhez készített eszközök. Sok nézője volt az ITG Van de Graaff generátor mintapéldányának, amely bizonyára rövidesen az iskolai szertárak kedvelt sztatikai eszköze lesz. Működését *Keveházi Ferenc* ismertette. A már említett értékesítő vállalatok olyan gyári műszereket mutattak be, amelyek jól használhatók a középiskolai fizikatanításban. Szorosan kapcsolódott az ankét főtémájához a budapesti Piarista Gimnázium rádiós és kibernetikai szakköre által készített tíz eszköz (pl. elekt-

romechanikus és fotocellás válogatógép, tranzisztortorvизgáló, elektromechanikus számológép); a kiállított eszközök működését *Kovács Mihály* tanár mutatta be az érdeklődőknek. Vonzóak voltak *Madas László* gyönyörű színes felvételei, valamint kiállított eszközei. Az állandóan működésben levő forgó fázisszög-jelző berendezésnek mindig volt nézője. *Dr. Kunfalvi Rezső* négy fizikus arcképsorozatán kívül több fizikai tárgyú fényképet állított ki gyűjteményéből. A debreceni Tóth Árpád Gimnázium eszközeit *Balogh József* ismertette.

Az ankét rendezőbizottsága ezúton is köszönetét fejezi ki a kiállítóknak, az ismertetőknak, valamint a kiállítás rendezőinek: *Csekő Árpádnak, Kunfalvi Rezsőnek, Madas Lászlónak és Huszka Ernőnek*.

Megemlítendő, hogy a Társulat Középiskolai Bizottsága az ankét után megvitatta az ankét munkáját. Elhatározta, hogy javaslatot terjeszt a Társulat elnöksége elé a kiállításon a jövőben résztvevő iskolák jutalmazására és az ankét idejének megváltoztatására. Ez utóbbi javaslat értelmében az országos fizikatanári ankétokat a Társulat a jövőben a tavaszi szünet alatt rendezné.

M. L.

KÖNYVSZEMLE

ÚJ MAGYAR LEXIKON 1. A—C

(Akadémiai Kiadó)

Ismertetésünkben, bírálatunkban a régvárt, új lexikon anyagából természetszerűen a fizikai tárgyú címszavakra, cikkekre irányítjuk figyelmünket. Beszámolónk tehát szükségképpen egyoldalú, csonka. A lexikon nagyszerű hivatását, szerepét kulturális forradalmunkban s az új, kiszélesedett olvasóközönség igényeinek kielégítésében — ezt méltatni nem vagyunk illetékesek. El kell azonban mondanunk: mindazok, akik szívükön viselik a természettudományos művelődés ügyét hazánkban, jó érzéssel veszik kézbe a (hatkötetes) Új Magyar Lexikon első kötetét. Minden bizonnyal ez az első magyar lexikon, melyben ilyen címszavakkal találkozunk, mint **atomerőmű**, **antineutrínó** vagy **bevatron**, amelyben megtaláljuk az első szputnyik, egy atomerőmű-vezénylőterem vagy a dubnai szinkrofazotron fényképét, és amelyben a **Csillebérc** címszó alatt az itt épült reaktor megemlítése, az **atom** címszó ábrái között pedig a csillebérci kaszkád-generátorról készült felvétel mutatja, hogy ma már mi magyarok is részesei vagyunk az atomkorszaknak. Ezek a felvillantott részletek is jelzik: ma — szemben a múlttal — az általános műveltség egyre fontosabb részének tekintjük a fizikai alapismereteket s a tudomány legújabb vívmányait. Úgy véljük, a még nem elég széles körben ismert új eredmények megismertetése terén különösen jelentős szerep juthat egy ilyen lexikonnak.

Ha a következőkben sorra vesszünk néhány címszót, cikket, ezekről megjegyzéseket teszünk és bírálatot mondunk, ezzel semmiképpen sem a vállalkozás, vagy a már hatalmas voltában és fontosságában is tiszteletre méltó munka értékét és jelentőségét akarjuk kicsinyelni. Éppen ellenkezőleg: szándékunk építő jellegű. A szerkesztők figyelmét szeretnénk azokra a pontokra irányítani, ahol — a hátralevő köteteknél — gondosabb kidolgozással, alaposabb szakmai ellenőrzéssel javítani lehetne a munka minőségén; az olvasónak pedig segítséget szeretnénk nyújtani ahhoz, hogy a maga számára kiegészíthesse, ill. helyesbítthesse a lexikon közléseit.

*

alagút-effektus. A cikk szerint „abból áll, hogy egy meghatározott energiával bíró elemi részecske egy olyan térrészbe jut, amelynek eléréséhez tulajdonképpen magasabb energia-értékre lenne szüksége”. E meghatározás homályos jellege nyomban megszűnnék, ha a „tulajdonképpen” szót pl. „a klasszikus mechanika törvényei szerint” kifejezéssel helyettesítenénk (emellett a részecske „elemi” jelzője felesleges). A szöveg egyébként vélemény-

nyünk szerint sok szót veszteget az *elnevezés* magyarázatára, ugyanakkor a *fizikai lényeg* tisztázatlan marad: a tizenegy soros cikkben sem a klasszikus mechanika, sem a kvantummechanika, sem a részecskék hullámtermészete nem kerül említésre!

Alihanov. A varitronok itt említett felfedezéséről már sok éve kiderült, hogy tévedés.

Amerikai Egyesült Államok. Elismerésre méltó az a bő terjedelem (közel három hasáb), melyet a címszó tudományos vonatkozásainak szentel a cikk, s az is, hogy megemlékezik a magyar származású amerikai kutatók munkásságáról is (mindazonáltal pl. *Pupin Mihály, Szilárd Leó, Wigner Jenő* is említést érdemelt volna). Van azonban egy-két bíráló megjegyzésünk is. Olvasuk: „A. H. Compton felfedezte a röntgensugarak hullámhosszának változását elektronjaik szóródása következtében, ami a fény kvantumtermészetét látszott igazolni.” „Elektronjaik szóródása” helyett pl. „elektronokon való szóródásuk” és helyes szöveg; és miért csak „látszott igazolni”? Apróság, mégsem hallgatjuk el: „P. Oppenheimer” keresztnéve: *Robert*, „G. Bethe”-é pedig *Hans*! „Millican” neve pedig helyesen *Millikan*nek írandó!

antineutrínó. A cikk szerint „a neutrínóval egyező tulajdonságú elemi részecske”. A téves állítás nyomban helyessé válna, ha pl. „tulajdonságú” helyett „tömegű”-t írának. Az állítás téves volta egyébként a cikk következő mondatából is kitűnik: „Spinje a mozgás irányába áll be (ellentétben a neutrínóval)”. A neutrínó és antineutrínó eltérő tulajdonságait könnyű volna tovább sorolni (pl. leptontöltésük ellentétes előjelű, stb.). [Szeretnénk megragadni ezt az alkalmat, hogy a szerkesztők s a cikkírók figyelmét felhívjuk: a leptontöltés (ill. fermiontöltés) egyik felfedezője (az amerikai *Konopinsky*-től és *Mahmoud*-tól, valamint a szovjet *Zeldovics*-tól függetlenül, s őket meg is előzve) magyar: *Marx György*, akit többek között ezért a felfedezéséért tüntettek ki Kossuth-díjjal.]

antineutron. A cikk azt emeli ki, hogy mágneses nyomatéka (ellentétben a neutronnal) a spin irányába mutat. Ez helyes, de nem ez a leglényegesebb. Nem esik szó (sem itt, sem az antiprotonnál) a nukleontöltés (a barionszám) ellentétes előjeléről, a párkeltés és szét-sugárzás jelenségéről. Elismerjük, hogy sok helyet venne igénybe erről minden antirészről írni. Éppen ezért helyes lett volna egy **antirészecske** címszót beiktatni a részecske-antirészecske kapcsolat általános jellemzésére és annak érzékeltetésére, hogy itt a természet egy igen általános szimmetriatörvényével állunk szemben.

anyag. Olvassuk: „A természettudományok jelenlegi állása szerint az anyag energia, ill. tömeg formájában nyilvánul meg. Az energia és a tömeg kölcsönösen át-

alakulhatnak egymással." Az első mondat téves volta az „ill.” szócska „és”-sel való helyettesítése útján megszüntethető lenne. A másodiknál nem tudunk ilyen egyszerű plasztikai műtétet javasolni; a helyreigazítással azonban nem kell vesződnünk: az energia és tömeg kapcsolatának helyes megfogalmazása megtalálható magában a lexikonban is, az **anyagmegmaradás törvénye** címszónál: „az anyag egyszerre jelentkező tulajdonságai a tömeg és az energia.”

atomerőmű. „Az első közhasználatú villamoshálózatba bedolgozó atomerőművet” nem Dubnában, hanem Obnyinszkban építették.

Atomium. Valójában a *vas* (tércentrált rendszerű) kristályrácsának egy celláját ábrázolja, nem pedig a konyhasóét.

atommodellek. Itt bőségesen (47 sorban) olvashatunk a ma már csupán történeti érdekességű Bohr—Sommerfeld-modellről és előzményeiről, ami örvendetes. A cikk utolsó előtti mondatában ezt olvassuk: „Az atomelmélet továbbfejlesztése a kvantumelmélet keretén belül történt, de ott már nem használunk modelleket...” Itt „kvantumelmélet” helyett bizonyára „kvantummechaniká”-t szándékoztott írni a cikk írója (már a Bohr—Sommerfeld-modell is a kvantumelmélet keretei között fejlődött ki). Modelleket az atomnak a kvantummechanikára épült elméletében *ugyanisak* használnak, a bonyolult feladatok egyszerűsítésére (Thomas—Fermi-modell, Hartree—Fok-modell). Ezekről annál is inkább említést kellett volna tenni, mert a velük foglalkozó legelterjedtebb monográfiák a nemzetközi irodalomban magyar szerző: *Gombás Pál* akadémikus művei.

bevatron. A cikket olvasva az a benyomás támad, mintha a bevatron egy gyorsító-típus volna, melynek egyik képviselője a Brookhaven-i Kozmotron. Valójában a *típus* neve a szovjet terminológia szerint *szinkrotron*, a nyugati szerint *protonszinkrotron*. Ezt a típust Amerikában két működő berendezés képviseli. A Brookhaven-i példányt *Kozmotron*nak, a Berkeley-ben épültet pedig *Bevatron*nak nevezték el. A Kozmotron egyébként nem 6000 MeV energiájú protonokat állít elő. Erről könnyű meggyőződni, csak a **Brookhaven** címszót kell fellelőznünk. Itt megtudjuk, hogy a Brookhaven-i Kozmotron 3000 MeV-os gyorsító. — Egy mondatban meg lehetett volna magyarázni, hogy a *milliárd* eV energiájú amerikai gyorsító miért nevezik (*billió* eV rövidítéséből) Bevatronnak. Ami ugyanis az európai szóhasználat szerint: milliárd (10^9), annak neve Amerikában: billió (Európában: billió = $(\text{millió})^2 = 10^{12}$).

Bogoljubov. A kiváló szovjet matematikus és fizikus méltatásánál hiányoltuk a szuperfolyékonyságra, a szupravezetésre és a diszperziós összefüggésekre vonatkozó, világosra ismert és elismert eredményeinek említését.

Cserenkov-sugárzás. Olvassuk: „A jelenséget az magyarázza, hogy erős (nagy energiájú) γ -sugárzás hatására a folyadékokban Compton-elektronok keletkeznek, melyek a folyadékbeli fénysebességnél nagyobb sebességgel mozognának. A gerjesztésükkor nyert energiafelesleget ezért fénysugárzás formájában adják le, hiszen a fénysebességnél nagyobb sebességgel nem mozoghatnak.” A jelenség felfedezésénél valóban a folyadékba bocsátott γ -sugárzás kiváltotta Compton-elektronoktól származott a Cserenkov-sugárzás. A jelenség fizikai lényegét azonban a tévedésekkel megtűzdelt cikk homályban hagyja. Sem a γ -sugárzás, sem a folyadékok, sem a Compton-elektronok nem feltétlenül szükségesek a Cserenkov-sugárzás létrejöttéhez. Cserenkov-sugárzás olyankor keletkezik, ha valamely polározható közegben töltött részecskék a közegbeli fénysebességnél nagyobb sebességgel *mozognak* (és nem: *mozognának*). Az idézett rész második mondata teljes egészében tévedés. A közegbeli fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecske azért sugároz, mert saját elektromágneses tere, mely legfeljebb a közegbeli fénysebességgel terjedhet tovább, nem képes követni a részecskét. Ezért a részecske sajáttere folytonosan leszakadozik róla: így jön létre a Cserenkov-sugárzás.

Megemlítjük, hogy a címszavak között nem találunk **J. Bardeen**, **W. H. Brattain**, **P. Cservenkov** és **I. Curie** Nobel-díjas fizikusok nevét. Nem találunk az **atomburok**, **ill. atomhéj**, a **barion**, a **buborékkamra**, a **Crab-köd** cím-

szavakat sem. Az égbolt ez utóbbi, fizikai szempontból igen érdekes alakzata már csak azért is megérdemelt volna néhány magyarázó sort, mert fényképe szerepel a **csillagászat** címszó ábrái között (magyarázat nélkül). Az **Andromeda-köd**, melynek fényképe ugyancsak megtalálható itt, igen helyesen szerepel a címszavak között.

*

Ismeretünk olvasásakor az olvasó tartsa szem előtt a lexikon szerkesztői által hangoztatott elvet: *a terjedelem nem jelent értékelést*. Súlyosan téved tehát, aki a lexikonról az ismeretünkben foglalt elismerő és bíráló szavak számaránya alapján alkot értékítéletet. Még egyszer hangsúlyozzuk, ismételten kifejezve a nagyszabású és — az elkerülhetetlen hibaforrások, s a terjedelem adta korlátozások folytán természetszerűen — hálátlan vállalkozás iránt érzett tiszteletünket és elismerésünket: úgy éreztük, a szerkesztőknek és az olvasónak akkor használnunk a legjobban, ha éles reflektorfényt vetünk a hiányosságokra, tökéletlenségekre. A legtisztább örömet fogjuk érezni, ha a hátralevő köteteknél a hiányosságokon, kiigazítandókon már a szaklektor szeme megakad, s a bírálónak már nem jut bírálni való.

— i — a

Stefan Heym:

A KOZMOSZ KORSZAKA

(Kossuth Kiadó) 1960.

Mi indította az ismert német regényírót arra, hogy a Szovjetunió tudományos-technikai erőfeszítéseiről és sikereiről riportkönyvet írjon? Heym a kérdésre ezekkel a szavakkal válaszol: „Hol van már az az idő, amikor az írók képzelete az utópiák birodalmában megelőzte az életet? A fizikusok és mérnökök magukhoz ragadták a kezdeményezést és az utópisták álmainál merészebb dolgokat váltanak valóra...” Az író tehát elmegy a tudósok laboratóriumába, megszólaltatja az alkotókat, felvázolja a tudományos problémákat, és mindenkor éber szemmel, érzékeny füllel figyel a tudományos erőfeszítéseket, sikereket társadalmi hátterére s az alkotás mögött gyakran szerényen, személytelenül meghúzódó emberre. A tudományos utikronika eleven, színes, figyelmet lekötő stílusban íródott (e sorok írója egy lélegzetre olvasta el). A szputnyikoktól elindulva, a gyors elektronikus számológépek, az automatizálás, félvezetékutak és az energetika problémáin és eredményein, valamint a dubnai ÉAKI-ban folyó elemi részecske kutatásokon végigpillantva, végezetül a fizika filozófiai kérdéseiről a Szovjetunióban lefolyt és folyó vitákat érinti. A könyv a nem-szakember számára, ismeretterjesztő szándékkal íródott. Ezt a célját ügyesen, eredményesen tölti be, hol a riport hangján, hol interjú rögzítve, hol pedig rövid és szemléletes magyarázatot adva.

Úgy véljük, nem tévedünk, ha azt hisszük, hogy a fizika értői és művelői is szívesen kézbe veszik e könyvet. A tudományos munkáik alapján régen ismert és tisztelt szovjet tudósokat könyvében a szerző emberi közelségbe hozza és feljegyzi személyes hangú, nem egy esetben nehezen előcsalogatott nyilatkozataikat. Két ne érdekelne *Szedov* akadémikus válasza, midőn a szerző a szputnyik-programmon dolgozó munkaközösség jellege után érdeklődik s felteszi a kérdést: „Vajon ezen az együttesen belül nem találhatók-e meg olyan mindenképpen emberi hibák, mint a becsvágy, a hiúság, a féltékenykedés?” Olvashatjuk *Joffe* megemlékezését *Planck*-ről; *Bogoljubov* a szupravezetés általa kidolgozott elméletét próbálja érthetővé tenni; *Dzelepev* és *Petuhov* a tudomány és a társadalmi-gazdasági haladás kapcsolatáról beszélnek. Megismerjük *Vekszer* küzdelmes ifjúkorát, olvashatjuk szavait a békés versenyről és vallomását arról, hogy az, ami kutatómunkájában fűtötte, ösztönözte, az „a vágy, hogy valamit alkosson, hogy valami újat hozzon létre...”. Megtaláljuk *Pontecorvo* válaszát a kérdésre: „Miért fordított hátat a nyugati világnak, amelyben egyik volt a legjobban megbecsült, élvonal-

beli tudósoknak?” S Fok vallomását arról, hogy őt „egy olyan elmélet megalkotásának lehetősége vonzza, amelyről az ember azt mondhatja, hogy bizonyos fokig szép...” és hogy „a fizikában az a szép elmélet, amelyik összhangban van a természettel”. Dubnában Blohincevet és Vekszlert faggatja az író: „Mire jó ez az egész óriási apparátus, amely nyilván sok millió rubelbe kerül?” Válaszként Blohincev szabatosan összegezi a történelmi tapasztalatokat: „A fizikusok tudományuk egész hosszú története során még sohasem tértek haza üres kézzel, ha új utakra léptek.” Vekszler válasza személyesebb hangú és már a filozófia határát súrolja: „Mi tudni akarunk. Meg akarjuk ismerni az elemi részecskék természetét. Ki akarjuk fürkészni az anyag szerkezetét. Azt már meg tudtuk állapítani, hogy mindezek a részecskék rokonságban állnak egymással, és hogy az egyiket létre lehet hozni a másikkból, úgyhogy levonhatjuk azt a végkövetkeztetést, hogy az egész világegyetem valójában egyetlen egység, egységes egész.”

A fizika filozófiai kérdéseivel foglalkozó fejezet minden bizonnyal fokozott érdeklődést ébreszt az olvasóban, hiszen a Szovjetunióban a kérdésekkel kapcsolatosan a legutóbbi években lefolyt vitákról, az újabb fejleményekről eddig magyarul alig-alig jelent meg valami. Indokolt tehát, ha ismertetésünkben e résznél részletesebben időzünk és idézünk. Alexandrov, az Akadémia levelező tagja, a leningrádi egyetem rektora így nyilatkozik a relativitáselmélet egyes bírálóirol: „Ha egyes szerzők azt írják, hogy a relativitáselmélet, annak ellenére, hogy a kísérletek igazolták, mégiscsak idealista dolog, akkor ezzel saját véleményük tekintélyét fölébe helyezik a gyakorlat tekintélyének, vagyis nemcsak a marxizmustól rugaszkodtak el, hanem még Francis Bacontól is, aki még a modern tudomány hajnala előtt a kísérletek és a gyakorlat döntő jellegének elismeréséért küzdött a középkori tekintélytisztelő szervilizmus ellen.” Fok akadémikus elmondja, hogy kialakulóban van egy sokkal helyesebb és valóban fontos vita a fizika alapvető filozófiai kérdéseiről. Ennek jelentős fóruma volt a természettudományok filozófiai kérdéseiről 1958-ban Moszkvában tartott kongresszus, melyen a kvantummechanika problémáinak éppen Fok volt a felkért vitaindító előadója. Itt elhangzott előadásából — melyet több szovjet folyóirat is közölt s amely több külföldi országban is megjelent — Stefan Heym többször is idéz. Valóban, aligha lehetne tisztábban és találébban jellemezni a fizika és a filozófia helyes viszonyát, mint azt Fok teszi előadásában: „A természettudományok filozófiai problémáit nem lehet úgy megoldani, hogy az ember a klasszikusokból megfelelő idézeteket keres ki; alkotó módon kell hozzájuk nyúlni. Magát a dialektikus materializmust kell tovább fejleszteni. Az atomfizika eszméi valóban radikálisan újak, és semmi esetre sem intézhetők el azzal, hogy a dolgot igyekszünk azokra az eszmékre korlátozni, amelyekről a klasszikusoknál már kész formulákat találunk... Aki a materializmus nevében tagadni próbálja az újat és megkísérli feltámasztani azt, ami elavult, az rossz szolgálatot tesz a materializmusnak.”

A könyv befejező oldalain a szovjet tudomány fiataljai mondják el: hogyan látják életüket, munkájukat, a jövőt? Az utolsó bekezdésekből a fiatalágnak a szilárd valóságra alapozott optimizmusa csendül ki.

Révész Gy. István fordítása friss és lendületes; a Nagy Ernő ellenőrizte szöveg szakmai szempontból megfelelő.

—i—

Száva István:

A SZIRAKUZAI ÓRIÁS

(Móra Ferenc Könyvkiadó)

„Gömb és henger. Ezt tartotta élete fő művének. Nem a katapultákat, a vascsőrös emelőgépet, a kardos kerekeket. Mindez csak mellékes volt. Csak úgy mellékesen verte meg a legtapasztaltabb római légiókat. Ami igazán érdekelte, más

volt. A lényeg. Az örök törvény. Ő ezt ismerte. Mi csak a lényegtelen és az állandóan változót. De mert ő a lényegre ismert, azért a lényegtelen is jobban tudta nálunk. Mert tudós volt, azért volt katonának is jobb, mint mi. Ezt kellene megtanulnunk tőle. Ha ezt meg lehetne tanulni!” — E szavakkal tisztelg Marcus Claudius Cellus konzul, a római légiók diadalmas hadvezére a mértani testeket ábrázoló síremlék előtt. E szavakkal zárul Száva István regényes Archimedes-életrajza.

Archimedes élete hálás téma. Hálás, mert nevelő és érdekes. A színhely a még virágzó hellénisztikus világ egyik centruma, a szirakuzai görög városállam. A háttérben Róma és Karthágó küzdelme folyik. Itt, ekkor él Archimedes, elmerülve a gömb és henger köbtartalomviszonyának kiszámításában, nem véve tudomást a világtörténelem birodalmakat emelő és birodalmakat bukttató hullámszerűségről. Hieron, Szirakuza tyrannusa és Archimedes barátja ügyesen lavíroz a Szicília birtokára áhítozó két tengeri hatalom közt, drága kincsért őrzi a békét, amelyben nyugodtan kivirágozhat a kulturális felemelkedés, a tudomány. De utóda nem ismeri fel a béke életfakasztó erejét. Szirakuza háborúba keveredik hamis érdekekért. A védelem erőfeszítéseit a túlerő ellen már Archimedes sem nézheti tétlenül, saját tapasztalatából tudja a béke és szabadság értékét a fojtogató ostromgyűrű közepette. Dolgozószobáját elhagyja, megszervezi a város védelmét, hadigépei megrémítik, előzik a világhódító római légionáriusokat. Archimedes visszatérhet problémáihoz, a körhöz és a gömbhöz. Ezen gondolkodik elmélyülten, nem vesz tudomást a külvilágról, arról sem, hogy a rómaiak esellel mégis előzönlök a várost. Egy gyenge tiltakozás: „Noli tangere circulos meos!” — és elete aldozatul esik az erőszaknak.

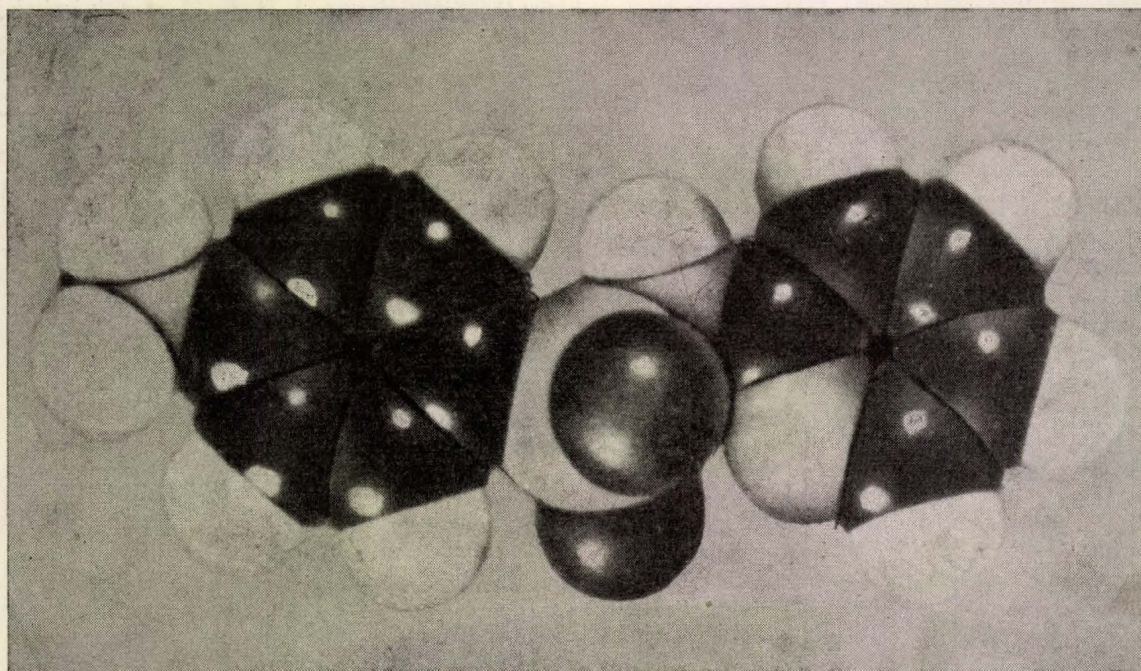
A könyv széles esztendővel festi ezt a kort. Átélik a békésen, de kissé álmodozva elmélkedő hellénizmus és az ifjú, racionális és puritán latinság összeütközését; a hellén szellemet tisztelő, leigázó és átvevő Róma elkerülhetetlen diadalát. Száva István komolyan ragaszkodik az életrajzi és történelmi hűséghez. Regényesen szövött életrajz, szerelmi bonyodalmak helyett hiteles epizódokat fűz láncba. Így is sikeresen érzékelteti Archimedes felemelkedését, életművét és egyben gazdag életének halálba vezető tragikumát. Sikerül a történelmi hűség megőrzése a nélkül, hogy az élményszerűség csorba esne. A szerző nem pályázhat — nem is pályázik — irodalmi babérra, de könyvét ez a hűség tette talán még érdekesebbé, értékebbé és ifjúságunk számára hasznosabbá.

Részletesen felvonulnak a könyvben Archimedes nevezetesebb alkotásai, a tiszta geometriától a mesteremberek munkáján könnyítő egyszerű gépekig. Szó esik a kor világképéről, a korabeli társadalom ellentmondásairól. Azt mondhatnók, a viszonylag mérsékelt terjedelemben szinte tökéletesen oldotta meg feladatát a szerző: Archimedesben a Heureka hőst, népét és nemzetét szolgáló hazafit és kora legkiválóbb tudósát szeretjük meg. Ezt mondhatnók, ha Száva István egy dologgal adósunk nem maradt volna: annak bemutatásával, miért jelent többet nekünk Archimedes neve, mint az Ókor sok más kiváló elméjéé. Kora legtöbb tudósát munkájában a spekuláció, elvont okoskodás vezette, e mellett masodrendű kísérőként és igazolóként születtek az apróbb találmányok, elszigetelten felismert matematikai és fizikai tételek. Archimedes helyezi át a hangsúlyt a tapasztalatra, a mai értelemben vett kísérleti természetkutatásra. Őt is a nagy összefüggések érdeklik, de megoldásukhoz kiindulópontul a megfigyelés szolgál. Még a gömb köbtartalomképletét is először fizikai méréssel határozza meg, csak ezt követi a geometriai bizonyítás. A könyv olvasásakor látjuk, hogy ő a legkiválóbb a sok kiváló között, de ma tudjuk, hogy sokkal több volt ennél. Szinte anakronisztikus jelenség a maga korában: az első újkor fizikus az Ókor derekán! Mai megítélésünk szerint azért emelkedik valóban óriásként kortársai fölé, mert megelőzi korát, a mechanika megalapítójaként elsőnek indul el azon az úton, amelyen csak nagysokára akadtak követői: Leonardo és Galilei.

M. Gy

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM
1960.



11.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest, V., József nádor tér 1.) és bármely postahivatalnál

Csekk számlaszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás az M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

I. E. Tamm: A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó rendszerek sugárzásának általános plazmafizikai vonatkozásai

Gadó Pál: Kristályszerkezeti modellek a szilárd-test kutatásban

G. Heber: A kvantumelmélet néhány filozófiai szempontból fontos eredménye

Marx György: Üzenetek a világűréről

Györgyi Géza: Fényhullámok dinamikájáról

Jeszenszky Béla—Hartmann Ervin: Reális kristályok szerkezete III. A diszlokációk

M. De Broglie

A FIZIKA TANÍTÁSA

Illés Ferenc: Alfa-részek Rutherford-szóródásának vizsgálata atommagokon

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

И. Э. Тамм: Общие плазмофизические отношения систем радиации движущихся с большей скоростью чем скорость света

П. Гадó: Модели для структуры кристаллов твердых тел

Г. Хебер: Значительные результаты теории квантов с точки зрения философии

Дь. Маркс: Вести из Вселенной

Г. Дьёрдьи: О динамике световых волн

Б. Есенский — Э. Гартманн: Структура реальных кристаллов III. Дислокации

М. де-Брогль

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ф. Иллес: Исследование рассеивания альфа-частиц на оболочке ядра

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

I. E. Tamm: Allgemeine plasmaphysikalische Aspekte der Strahlung von Systemen die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen

P. Gadó: Kristallstrukturmodelle in der Festkörperforschung

G. Heber: Einige von philosophischen Gesichtspunkt wichtige Ergebnisse der Quantentheorie

G. Marx: Botschaften aus dem Weltraum

G. Györgyi: Über die Dynamik der Lichtwellen

B. Jeszenszky — E. Hartmann: Die Struktur der realen Kristalle III. Die Dislokationen

M. de Broglie

UNTERRICHT DER PHYSIK

F. Illés: Untersuchung der Rutherford'schen Streuung von Alpha-Teilchen an Atomkernen

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: A szerves szulfapiridin molekula kapcsolatokkal összeállítható (ún. kalot) modellje.

A kiadásért felelős: Bernát György, az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett: 1960. VIII. 4. — Példányszám: 1500 — Terjedelem: 4 (A/5) ív

60.51871 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

II. szám

1960. november

A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó rendszerek sugárzásának általános tulajdonságai és plazmafizikai vonatkozásai

I. E. TAMM

Nobel-előadás, 1958.

A fény sebességénél nagyobb sebességgel mozgó rendszerek sugárzásának mechanizmusa rendkívül egyszerű; elektromágneses vagy hanghullámokra megfelelő körülmények között a kisugárzás azonos módon játszódik le.

Tekintsünk valamilyen rendszert, amely elvben kibocsáthatja a vizsgálandó sugárzást. Ez a rendszer tehát tény-sugárzás esetén elektromos részecske, hanghullámok esetén egy lövedék vagy repülőgép, s. i. t. Amíg a rendszer sebessége kisebb, mint a megfelelő hullámok terjedési sebessége a rendszert körülvevő közegben, kisugárzást csak a rendszer egészének vagy egy részének rezgő mozgása hozhat létre. Ez történik, ha pl. az elektron periódikus mozgást végez az atomban, vagy a repülőgép propellerjének forgásakor. A kibocsátott sugárzás frekvenciáját nyilvánvalóan a gerjesztő periódikus mozgás frekvenciája határozza meg. Pontosabban azt kell mondanunk, hogy ilyen sugárzás keltéséhez nem kell a sugárzásnak okvetlenül periódikusnak lennie; lényeges csak az, hogy a gerjesztő mozgás ne legyen egyenletes* (mássalvalóan a rendszer sebességének időben változnia kell).

Amikor azonban a rendszer sebessége nagyobbá válik a szóban forgó hullámok sebességénél, teljesen új sugárzási mechanizmus kezd szerepet játszani és már akkor is sugároz a rendszer, ha állandó sebességgel mozog. Jelöljük $c'(\omega)$ -val az ω frekvenciájú hullámok terjedési sebességét a rendszert körülvevő közegben. Akkor a rendszer által keltett sugárzás mindazokat a frekvenciákat tartalmazni fogja, amelyekre teljesül a következő alapvető egyenlőtlenség:

$$v > c'(\omega), \quad (1)$$

ahol v a rendszer állandó sebessége.

Ennek a sugárzásnak igen fontos tulajdonsága, hogy adott ω frekvenciájú hullámok a rendszer

mozgásirányához képest csak jól meghatározott szögben emittálódnak; ezt a szöget a következő egyenlőség határozza meg:

$$\cos \vartheta = \frac{c'(\omega)}{v}. \quad (2)$$

Az (1) és (2) alapvető összefüggések bizonyítása végett elegendő figyelembe venni azt, hogy az akár nagy, akár kis sebességgel, egyenletesen mozgó rendszer tere a rendszerhez képest stacionárius. Ha a rendszer sugárzást emittál, ez azt jelenti, hogy tere legalább egy szabad hullámot tartalmaz. (Az ω frekvenciájú szabad hullám értelmezés szerint $c'(\omega)$ karakterisztikus fázis-sebességgel terjed a közegben a hullámforrástól elég nagy távolságban.).

A rendszer által kibocsátott hullám fázisának a rendszerhez képest stacionáriusnak kell lennie. Ez azt jelenti, hogy ha $t = 0$ pillanatban a hullámfront** a rendszeren halad át, akkor a közegben $c'(\omega)$ sebességgel haladó hullámfront követi a rendszert, vagyis $t = \tau$ pillanatban olyan helyzetet foglal el, hogy szintén átmegy a rendszeren, Minthogy a szabad hullám terjedésének iránya merőleges a hullámfrontra, ebből közvetlenül adódik az alapvető (2) összefüggés.

Minthogy egy szög cosinusa nem lehet 1-nél nagyobb, az (1) feltétel a (2) összefüggés közvetlen folyománya.

A szóban forgó sugárzás fent vázolt általános tulajdonságai már régóta ismertek az aerodinamikában. A hangsebességnél nagyobb sebességű mozgások esetén fellépő lökeshullámokat Mach-féle hullámoknak nevezik; ezek a hullámok akkor sugárzódnak ki, amikor a lövedék vagy a repülőgép sebessége nagyobbá válik, mint amekkora a

* Kivételt képez az ún. átmeneti sugárzás. L. V. L. Ginzburg, I. M. Frank, ZsETF, 16, 25 (1946).

** Minthogy a probléma hengersizmetrikus, a hullámfront kúpfelület.

hang terjedési sebessége a levegőben. A hullámok kisugárzása energiavesztéssel jár és ez az energiavesztés oly nagy, hogy ez okozza a hangsebességnél nagyobb sebességű repülőgép mozgásával szemben az ellenállás legnagyobb részét.

Ez a jelenség az oka annak, hogy a hangfalon való áthaladáshoz, vagyis a szuperszónikus sebesség eléréséhez igen nagy teljesítményű repülőgépmotorra van szükség.

A repülő lövedék által emittált Mach-féle hullámokat a lövedék mozgását kísérő, jól ismert fűty vagy süvítés formájában észleljük. Ezért, hogy kifejezésre juttassuk a Vavilov–Cserenkov-sugárzásnak, vagyis a nagy sebességű elektron fénysugárzásának mechanizmusával való teljes analógiát, ezt a jelenséget „énekző elektronoknak” neveztük.

Meg szeretném említeni, hogy a Szovjetunióban ezt a sugárzást „Vavilov–Cserenkov-sugárzásnak” és nem egyszerűen „Cserenkov-sugárzásnak” nevezzük. Ezzel ki akarjuk fejezni, hogy a sugárzás felfedezésében az elhunyt Sz. I. Vavilovnak döntő szerepe volt.

Az előbbiekből kiviláglik, hogy a sugárzás mechanizmusa szerfölött egyszerű. Nem meglepő tehát, hogy a jelenség létezését a klasszikus elektrodinamika alapján több évtizeddel a megfigyelése előtt megjósolták. De miért késett oly soká a jelenség felfedezése? Úgy vélem, azzal a tanulságos és nem ritka esettel állunk szemben, amikor a tudományos előrehaladást gátolja az, hogy a helyes fizikai törvényeket kritikai meg gondolások nélkül alkalmazzuk olyan jelenségekre is, amelyek kívül esnek az alkalmazott törvényszerűségek érvényességének körén.

A fiatal fizikusokat több évtizeden át arra tanították, hogy fény (általában elektromágneses hullám) csak az elektromos töltés gyorsuló mozgásakor sugárzódik ki. Ennek az állításnak a bizonyításakor – közvetlenül vagy közvetve – felhasználják a relativitás elméletének azt a tételét, hogy fénysebességnél nagyobb sebességű mozgás nem létezhet; a relativitás elmélete szerint egyetlen véges nyugalmi tömegű test sem érheti el a fény sebességét. Az ebből a tételből leszűrt fenti következtetést hosszú időn át minden további megfontolás nélkül helyesnek fogadták el.

Amikor I. M. Frankkal kidolgoztuk a Vavilov–Cserenkov-sugárzás helyes elméletét, különböző módszerekkel, amelyek ma már nekünk is elfogadhatatlanok, igyekeztünk eredményeinket összehangba hozni azzal a felfogással, hogy a sugárzás-hoz gyorsuló mozgás szükséges. Amikor erről az elmületről a Fizikai Intézet kollokviumán előadást tartottunk, akkor is csak a következő napon döbrentünk rá az egyszerű megoldásra: az anyagi testek határsebessége a vákuumbeli fénysebesség (ezt szoktuk c -vel jelölni), míg a közegben állandó v sebességgel mozgó töltés sugárzást emittál, ha teljesül a $v > c'(\omega)$ feltétel; a $c'(\omega)$ értékét a közeg tulajdonságai határozzák meg. Ha $c'(\omega) < c$, akkor ez a feltétel egyáltalán nincs ellentétben a relativitáselmélet törvényeivel ($c' < v < c$).

Amikor dolgozatunkat már lezártuk, A. F. Joffe akadémikus felhívta figyelmünket A. Sommerfeld 1904-ben közölt dolgozatára. Ebben a dolgozatban Sommerfeld a fénynél nagyobb sebességgel egyenletesen mozgó elektron terét vizsgálta és meghatározta, mekkora ellenállást fejt ki az elektronra az általa kibocsátott sugárzás tere. Sommerfeld azonban csak vákuumban vizsgálta az elektron mozgását. Egy évvel később Einstein kidolgozta a speciális relativitáselméletet; a Sommerfeld által tanulmányozott mozgás e szerint nem valósulhat meg a természetben. Érthető, hogy Sommerfeld említett dolgozatát teljesen elfeledték és sok évvel később, 1937-ben mi idéztük először megjelenése óta.

Engedjék meg, hogy most áttérjek a fénysebességnél nagyobb sebességű mozgások alkalmával emittált sugárzás általános tulajdonságainak a taglalására. A sugárzás már említett tulajdonságain kívül fontos új és jellegzetes sajátosságára mutatott rá I. M. Frank (1943), majd V. L. Ginzburg és I. M. Frank (1947).

Tegyük fel, hogy az állandó v sebességgel mozgó A rendszer ε energiát sugároz ki az \vec{n} egy-ségvektor által meghatározott irányba. Az energia megmaradását az

$$\varepsilon + \Delta T + \Delta U = 0 \quad (3)$$

egyenlet fejezi ki. Ebben az egyenletben ΔT a rendszer mozgási energiájának megnövekedése a sugárzás hatására, ΔU pedig a rendszer belső szabadsági fokai által meghatározott belső energiájának megnövekedése. Másrészt ha az ε sugárzási energia az \vec{n} vektor által meghatározott irányban c' sebességgel terjed, akkor az \vec{n} irányába mutató, $\frac{\varepsilon}{c'}$ nagyságú impulzusa van.*

Az impulzustételt tehát a következő egyenlet fejezi ki:

$$\frac{\varepsilon}{c'} \vec{n} + \Delta \vec{p} = 0, \quad (4)$$

ahol \vec{p} az A rendszer impulzusa. Ha a $\Delta \vec{p}$ impulzusváltozás kicsi a teljes \vec{p} impulzushoz képest, akkor írható

$$v \Delta \vec{p} = \Delta T. \quad (5)$$

A fenti három egyszerű és rendkívül általános összefüggésből a következő egyenlet nyerhető:

$$\Delta U = -\varepsilon \left(1 - \frac{v \cos \vartheta}{c'} \right), \quad (6)$$

ahol ϑ a v és az \vec{n} vektor által bezárt szög.

* Az elektromágneses sugárzásra a kvantumelmélet alapján is (V. L. Ginzburg, 1940), a klasszikus elektrodinamika alapján is (Gy. Marx, G. Györgyi, 1955) kimutatták, hogy az $\frac{\varepsilon}{c'}$ mennyiség (ahol c' a fázissebesség) valóban a teljes kisugárzott impulzus, amely a sugárzás sajátimpulzusát és a közeg által átvett impulzust is magában foglalja.

Ha az A rendszernek nincsenek belső szabadsági fokai (ilyen pl. egy pontszerű töltés), akkor $\Delta U = 0$ és a (6) egyenletből közvetlenül kiadódik a (2) összefüggés. Még egyszer leszámaztatuk tehát más módon is ezt az alapvető összefüggést. Ha azonban a rendszernek vannak belső szabadsági fokai (pl. lehetnek különböző belső rezgési állapotai) és sebessége kicsi ($v \ll c'$), akkor a belső energiája annyival csökken, amennyi a kisugárzott ϵ energia.

Ha az A rendszer sebessége nagyobb a fény terjedési sebességénél ($v > c'$), akkor a (6) egyenlőség zárójeles kifejezése negatív lehet. Ez azt jelenti, hogy kisugárzáskor megnőhet a rendszer belső energiája ($\Delta U > 0$). Így pl. az alapállapotban levő atom fényt sugároz ki és ugyanakkor gerjesztett állapotba megy át! Ilyen esetben a sugárzás energiáját és a gerjesztés energiáját is a rendszer haladó mozgásának energiája fedezi, vagyis a rendszer „öngerjesztése” az egész rendszer mozgásának lelassulásával jár együtt.

A (6) összefüggést optikai megfontolások nyomán származtattuk le, de jóval általánosabb érvényű és igen lényeges szerepe lehet az aerodinamikában is (ugyanúgy ahogyan az aerodinamikából átvett (1) és (2) összefüggések is fontos optikai következtetésekre vezettek).

Természetesen a szuperszónikus sebességű mozgásokra vonatkozó pontos számítások figyelembe veszik a szuperszónikus repülőgépek különböző rezgéseinek lehetséges öngerjesztését. Az ilyen számítások azonban elkerülhetetlenül nagyon bonyolultak. Ezért a (6) összefüggés igen hasznos lehet abból a szempontból, hogy módot ad a szuperszónikus sebességű mozgásokban lehetséges legfontosabb jelenségek mechanizmusának a leírására vagy elképzelésére.

Meg kell azonban jegyezni, hogy a (6) összefüggés a rezgéseknek csak a kisugárzás által okozott csillapodásáról ad számot. A repülőgép egyes részeinek mechanikai rezgései azonban sokkal erősebben csillapodnak a belső surlódás következtében. Az optikai és az akusztikai sugárzás közt ezenkívül más különbségek is vannak. Ma még nem tudjuk, hogy az előbbieken vázolt jelenségnek milyen jelentősége van a szuperszónikus repülés bonyolult problémájában.

A továbbiakban szeretném vázolni, hogyan alkalmazható a fenti általános elmélet a fizika egyik modern ágában, a plazmafizikában.

Előjáróban beszéljük meg röviden az anyagban nagy sebességgel mozgó, elektromos részecskék energiavesztésének mechanizmusát. A Vavilov—Cserenkov-sugárzás révén a részecske viszonylag kevés energiát veszít; jóval több energiavesztést okoz a közeg atomjainak ionizálása és gerjesztése. Az a matematikai leírásmód azonban, amelyet I. M. Frankkal dolgoztunk ki, a probléma egészének a tárgyalására alkalmas. Ezt az elméletet alkalmazta 1940-ben E. Fermi az elektromos részecske teljes energiavesztésének a meghatározására. Egyetlen kivétel a közegen áthaladó részecskének és a közeg atomjainak centrális

ütközése; az ilyen ütközések által előidézett energiavesztést külön kell figyelembe venni. Fermi dolgozata elsősorban abban különbözik a miénktől, hogy mi a közeget, amelyben az elektromos részecske mozog, áteresztőnek tekintettük, Fermi azonban nemcsak azt vette figyelembe, hogy a részecske tere a közeget polarizálja, hanem azt is, hogy az emittált elektromágneses hullám egy része a közegben abszorbeálódik. Fermi megmutatta, hogy a közeg polarizációja leárnyékolja a részecske által keltett elektromágneses teret és ez a körülmény a relativisztikus sebességű részecskék energiavesztését jelentős mértékben csökkenti. Ezt a körülményt az előző vizsgálatokban figyelmen kívül hagyják.

Nem térhetünk most ki azokra a kutatásokra, amelyeknek eredményeképpen Fermi elméletét lényegesen elmélyítették és kiszélesítették. Abból a célból, hogy a jelenség mechanizmusát szemléltessük, kissé részletesebben foglalkozunk a plazmában lejátszódó folyamatokkal. A szóban forgó jelenséggel kapcsolatban ugyanis a plazma egyike a legegyszerűbb közegeknek (Plazmának nevezzük az elég nagy mértékben ionizált gázt). Én magam nem foglalkozom a szorosabb értelemben vett plazmafizikával, ezért más szerzők munkáinak eredményeit fogom ismertetni a bennünket érdeklő szempontból. Nem foglalkozom olyan klasszikussá vált dolgozatokkal, mint pl. N. Bohr munkái, csak a legújabb eredmények összefoglalására szorítkozom.

A plazmában haladó elektromos részecske energiavesztései két csoportba sorolhatók. Képzeljünk el egy olyan hengert, amelynek tengelye egybe esik a részecske sebességével és amelynek a sugara egyenlő a

$$D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi Ne^2}}$$

Debye-sugárral.* A plazmában haladó részecskének és a hengerben levő plazmarészecskéknek a kölcsönhatását mikrofizikai módszerekkel kell figyelembe venni. Az így adódó energiavesztést az ún. közeli ütközések okozzák. A gyors részecske és az említett hengeren kívül levő plazmarészecskék kölcsönhatását makroszkópicusan írhatjuk le. Az így adódó energiavesztéseket koherens veszteségeknek mondjuk. A kétféle energiavesztés általában egyenlő nagyságrendű. Igen magas hőmérsékletű plazmában azonban — és a termionukleáris reakciók szempontjából ennek van a legnagyobb jelentősége — a közvetlen Coulomb-kölcsönhatás hatáskeresztmetszete kicsi, a koherens energiavesztések dominálnak.

* A plazmában levő q_i töltésű ion körül elektronfelhő alakul ki, amely az ion elektromos terét bizonyos mértékig leárnyékolja. Ezt az árnyékoló hatást úgy vehetjük figyelembe, hogy az ion elektromos terét a $V = \frac{q_i}{r}$ Coulomb-féle potenciál helyett, a $V = \frac{q_i}{r} e^{-r/D}$ függvénnyel írjuk le. Az exponensben szereplő D mennyiséget nevezzük Debye-sugárnak vagy Debye-féle hosszúságnak (A ford.).

A plazma n törésmutatója minden frekvenciára kisebb egynél, ezért a fény terjedési sebessége,

$$c' = \frac{c}{n} \text{ a plazmában nagyobb, mint vákuumban.}$$

Ebből következne, hogy a Vavilov—Cserenkov-féle effektus plazmában általában nem jöhet létre. Ez azonban nem így van. Az a helyzet ugyanis hogy csak a transzverzális elektromágneses hullámok $c'(\omega)$ sebessége nagyobb c -nél minden frekvenciára, míg a szoros értelemben vett plazmahullámok sebességére ez a kijelentés nem érvényes. Plazmahullámoknak nevezzük azokat a longitudinális hullámokat, amelyekben az ellentétes elektromos töltésű plazmarészek egymással ellentétes irányban rezegnek; a közben fellépő elektromos erők játsszák a kvázielasztikus erők szerepét. Másrészt mágneses plazmában vagyis külső mágneses térbe helyezett plazmában az elektromágneses és a plazmahullámok szoros kölcsönhatásban vannak egymással, ezért a transzverzális és a longitudinális hullámok közt nem húzható éles határvonal. Ennek következtében az elektromágneses hullámokra vonatkozó törésmutató értéke függ a hullámok terjedési irányától és polarizációjától. Meghatározott körülmények között a törésmutató nagyobb egynél, tehát a Vavilov—Cserenkov-effektus lehetséges.

Mozogjon egy elektromos részecske olyan plazmában, amely nincs külső mágneses térben és vizsgáljuk meg a koherens energiavesztéseket. Ezeket az energiavesztéseket csaknem teljesen az okozza, hogy a plazmában longitudinális plazmahullámok gerjesztődnek. Ezeknek a hullámoknak a gerjesztése teljesen ekvivalens a Vavilov—Cserenkov-effektussal. A plazmahullámok fázissebessége:

$$c' = \sqrt{3 v_T^2 + \frac{\omega_0^2}{k^2}},$$

$$\text{ahol } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ a hullámszám, } \omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}} \text{ az}$$

ún. plazmafrekvencia, v_T pedig a plazma-elektronok hőmozgásának átlagos sebessége. Ha a plazmában mozgó részecske v sebessége kisebb, mint $\sqrt{3} \cdot v_T$, a plazmahullámok emissziójának $v > c'$ felvétele nem teljesülhet. Ebben az esetben a részecske energiavesztését gyakorlatilag teljes egészében a közeli ütközések okozzák. Ha azonban a részecske v sebessége nagyobb, mint $\sqrt{3} \cdot v_T$, akkor meghatározott $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ hullámhosszakra teljesül a $v > c'$ feltétel és fellépnek a koherens veszteségek.*

* Az a körülmény, hogy a kis hullámhosszúságú plazmahullámokat maga a plazma erősen abszorbeálja, nincs befolyással a jelenségre. A Vavilov—Cserenkov-sugárzás $c'(\omega) < v$ feltétele ugyanis csak viszonylag hosszú plazmahullámokra ($\lambda > D$) teljesül, amelyeknek a csillapodási tényezője elég kicsi a frekvenciájukhoz képest.

Engedjük meg, hogy most egy kis kitérést tegyék és figyelmüket a szilárd testek tulajdonságaira fordítsam. Elég nagy frekvencia esetén a fémekben levő vegyérték-elektronokat szabad részecskékné tekinthetjük, s ezeket az elektronokat a fémionokkal együtt speciális plazmának foghatjuk fel. Az ω_0 plazmafrekvencia arányos a plazmaelektronok sűrűségének négyzetgyökével. Minthogy a fémekben az elektronok sűrűsége jóval nagyobb, mint a közönséges értelemben vett plazmákban, ezért a fémekben a plazmafrekvencia jóval nagyobb, mint a szűkebb értelemben vett plazmában. Fémekben általában $\hbar\omega \sim 10$ eV.

A közönséges plazmákkal való analógia alapján várható, hogy gyors elektronnak a fémen való áthaladásakor a jól ismert, egyéb energiavesztéseken kívül azok az energiavesztések is fellépnek, amelyeket a plazmahullámok gerjesztése okoz. Valóban ez a helyzet. Jól ismert dolog, hogy amikor gyors elektron halad át vékony fémrétegen, gyakran fellép 10 eV nagyságrendű diszkrét energiavesztés. A részleteket illetően D. Pines 1956-ban közölt dolgozatára utalok. Pines megmutatta, hogy a fémes plazma gerjesztésének elemi elmélete, amely a fentebb vázolt elmélettel teljesen analóg, kiválóan egyezik a tapasztalati eredményekkel. A szerző szerint „elsősorban az elmélet és a tapasztalat feltűnően pontos egyezéseire magyarázata okoz problémát, nem pedig a diszkrepanciák értelmezése.”

Térjünk vissza ismét a szorosabb értelemben vett plazmákban lejátszódó jelenségekre. Érdekes megemlíteni, hogy a plazmahullámoknak a plazmán belül történő elnyelődését tulajdonképpen fordított Vavilov—Cserenkov-effektus okozza.

Ismeretes, hogy a közegben a hullámok általában akkor abszorbeálódnak lényeges mértékben, ha a hullám frekvenciája megegyezik az abszorbeáló rendszer, pl. az atom valamelyik sajátfrekvenciájával. Így pl. a szabad elektron, amelynek a kötött elektronnal ellentétben nincsenek sajátfrekvenciái, az elektromágneses hullámok terében periódikus rezgéseket végez, mozgási energiája szintén periódikusan változik; az ilyen elektron nem vesz fel a hullámokból számottevő energiát.

Létezik azonban a hullámoknak másfajta abszorpciója is, amelynek nincs rezonancia-jellege. Ha a szabad elektron v sebessége nagyobb a hullámok terjedési sebességénél ($v > c'$), akkor az elektron sebességének a hullám terjedési irányába eső vetülete egyenlő lehet a hullámok sebességével:

$$v \cos \theta = c'. \quad (7)$$

Ebben az esetben az elektron a hullámmal együtt halad, mintegy „utazik a hullámon”, ezért a rá ható erő iránya az idővel nem változik. Ilyenkor az elektron folytonosan energiát vesz fel a hullám teréből mindaddig, míg sebessége annyira megnő, hogy kiesik a hullám fázisából.

Ilyen a plazmahullámok abszorpciójának a mechanizmusa*; a (7) összefüggés, amely kiválasztja az abszorpciós folyamatban résztvevő plazmaelektronokat, azonos a sugárzásra vonatkozó alapvető (2) relációval**

A plazma γ csillapodási tényezőjét először L. Landau határozta meg elméletileg 1946-ban. A Landau által nyert formula exponenciális tagját a következő alakban írhatjuk:

$$\gamma \sim \exp\left(-\frac{mu^2}{2kT}\right), \quad (8)$$

ahol $u = \frac{\omega_0}{k}$. A Landau-féle formula alkalmaz-

hatóságának tartományában ω_0/k egyenlő a szóban forgó hullám c' terjedési sebességével. A (8) formula szerint a plazmahullámok csillapodása arányos azoknak a plazmaelektronoknak a sűrűségével, amelyeknek a Maxwell-féle eloszlási törvény szerint számított u sebessége egyezik a hullám terjedési sebességével. A (8) formula tehát teljes összhangban van az abszorpció fent vázolt mechanizmusával.

V. E. Ginzburg és V. V. Zseleznyakov a Nap rádiósugárzásával foglalkozó nem régen publikált dolgozatukban (1958) a fentiekben vázolt elméletet a fizika új és érdekes területén alkalmazták. Nem lenne illő említés nélkül hagynom e helyütt, hogy a fizika említett fejezetének alapjait itt, Svájcban rakta le Alfvén professzor. Ginzburg és Zseleznyakov megmutatta, hogy a plazmában haladó elektromos részecskenyaláb instabilitása kvantumelméleti szempontból azzal magyarázható, hogy a részecskenyaláb virtuálisan abszorbeálja a plazmahullámokat (az indukált kisugárzás nagyobb ennél az abszorpciónál).

Befejezésül szeretnék még egy olyan problémát megemlíteni, amely igen jelentős, a fizikai kutatások centrumában levő kérdéssel, a szabályozott termionukleáris reakciókkal kapcsolatban. Ez a probléma a plazma hőmérsékletének emelése. A plazma fűtésének kezdeti lépése az, hogy elektromos áramot gerjesztünk a plazmában. Az elektromos részek Coulomb-féle ütközésének hatás-keresztmetszete azonban fordítva arányos a részecskék relatív sebességének negyedik hatványával. Magas hőmérsékletű és kis sűrűségű plazmában tehát ilyen ütközések rendkívül ritkán játszódnak le. Nyilvánvaló tehát, hogy elektromos

árammal a plazma megfelelően magas hőmérsékletre nem fűthető fel: a plazmaelektronok rendezett mozgásának kinetikus energiája csak kis mértékben alakul át Joule-hővé.

A plazma további felfűtésére többféle javaslatot tettek a kutatók. Példaként megemlítem az ún. mágneses pumpálást (magnetic pumping). A továbbiakban ezzel kapcsolatban két olyan plazmafűtési javaslattal szeretnék foglalkozni, amely szorosan kapcsolódik előadásom tárgyához.

A plazma fűtése kívülről injektált gyors elektromos részecskékkel elvileg akkor is lehetséges, ha a plazmának már magas a hőmérséklete és kicsi a sűrűsége. Noha az ilyen plazmában gyors részecskék közvetlen ütközés révén csak elhanyagolhatóan kevés energiát adnak le, az előbbieken említett koherens energiaveszteségek függetlenek az ütközési hatáskeresztmetszettől és ezek dominálnak.

Ezzel kapcsolatban két körülményt szeretnék hangsúlyozni. A plazma fűtése elvben olyan gyors elektromos részecskenyalábbal is lehetséges, amely nem a plazmán belül mozog, hanem rajta kívül, párhuzamosan a felületével. A koherens energiaveszteségeket ugyanis — mint láttuk — az okozza, hogy a gyors részecskék plazmahullámokat gerjesztenek. Azokat a hullámokat, amelyeknek a hullámhossza nagy a részecskenyaláb és a plazma határának a kölcsönös távolságához viszonyítva, a kívül haladó részecskenyaláb ugyanolyan intenzíven gerjeszti, mintha a plazmán belül haladna. Erre a körülményre először L. I. Mandelstam mutatott rá a Vavilov—Cserenkov-sugárzás vizsgálatával kapcsolatban. Nem sokkal később V. L. Ginzburg azt javasolta, hogy olyan gyors részecskékkel gerjesszenek mikrohullámokat, amelyek egy dielektrikum felülete mentén, vagy megfelelő tulajdonságokkal rendelkező szigetelőbe vajt üregben mozognak.

Említésre méltó körülmény az is, hogy ha a részecskenyaláb periódikusan egymást követő részecskecsomagokból áll, akkor az egyes részecskecsomagok minden részecskéje koherens módon generálja azokat a plazmahullámokat, amelyeknek a hullámhossza nagy a részecskecsomag méreteihez képest. Következésképpen ezeknek a hullámoknak az intenzitása nem a részecskecsomagban levő részecskék számával, hanem ennek négyzetével lesz arányos. Nyilvánvaló, hogy ez a körülmény jelentős mértékben növeli a részecskenyaláb fűtő hatását.

A plazma fűtésének még egy másik lehetséges módjával szeretnék foglalkozni. 1958-ban Morozov foglalkozott azzal a kérdéssel, hogy mágneses plazmában az olyan elektromos köráram, amely az áram síkjára merőleges irányban elég nagy sebességgel mozog, ún. magnetoakusztikai hullámokat gerjeszt. A köráram mozoghat a plazma belsejében, áramot szállító plazmagyűrű lehet, amelyet kívülről injektálunk abba a plazmába, amelyet fűteni akarunk. A szóban forgó köráram azonban lehet a plazmán kívül is, a plazmát tartalmazó edény fala mentén. Az ilyen külső

* Az ilyen abszorpció lehetőségére már 1949-ben rámutatott Bohm és Gross. Dolgozatuk szorosan kapcsolódik A. Vlaszov korábbi munkájához. A szóban forgó probléma részletes és matematikailag rendkívül tanulságos taglalását adta R. Szaggyejev és V. Safranov az 1958-as genfi konferencián tartott előadásában.

** Kisugárzás akkor lép föl, ha a (7) relációt kielégítő v sebességgel mozog — mondjuk — egyetlen elektron vagy elektroncsoport feltéve, hogy az elektroncsomag méretei kicsik az emittált sugárzás hullámhosszához képest. Ha azonban az adott v sebességű elektronok egyenletesen oszlanak el a térben, akkor nem sugároznak, minthogy hullámterületük interferencia révén kölcsönösen kioltja egymást. Az ilyen elektronok azonban energiát abszorbeálhatnak.

áram teljes hasonmása az olyan részecskenyalábnak, amilyenről az előbbieken beszéltünk.

A mozgó elektromos áram által történő hullámgerjesztés a Vavilov—Cserenkov-sugárzás speciális esete. Morozov megmutatta, hogy meghatározott körülmények között az előbbi módon gerjesztett magnetoakusztikai hullámoknak a plazma által történő abszorpciója elvben felhasználható a plazma fűtésére. Ez akkor lehetséges, ha az áram sebessége nagy a gerjesztett hullámok terjedési sebességéhez képest. A plazma fűtésének ez a módja többek között azért hatásos, mert az egyes áramelemek által keltett hullámok koherensek. Ebben a vonatkozásban meghatározott hasonlóság van az áram és az elektromos részecskecsomagok között és a sugárzás intenzitása az áramerősség négyzetével arányos.

Az áram által keltett Vavilov—Cserenkov-sugárzás felhasználására a plazmafizikában más lehetőség is van. Jól ismert dolog, hogy a plazmában gerjesztett áramok a pinch-effektus következtében vékony rétegre koncentrálnak; ez az áramfonal azonban erősen instabilis. A gyakorlatban az ilyen plazmafonal stabilitásának növelése rendkívül fontos. Ha a plazmát tartalmazó edény fala elektromosan vezető anyagból készült, a plazmának a falhoz való közeledésekor a falban Foucault-áramok indukálódnak és ezek az áramot a faltól eltaszítani igyekeznek. Az ezen a jelenségen alapuló áramstabilizálást egymástól függetlenül többben is javasolták, több termonukleáris kísérletben alkalmazták; az eredmények azonban nem nagyon biztatóak. Morozov és Szolovjev 1958-ban azt a gondolatot vetette fel, hogy a plazmát tartalmazó edény falát ne vezetőből, hanem olyan anyagból készítsék, amelyben az elektromágneses hullámok terjedési sebessége a megfelelő hullámhossztartományban elég kicsi. Ha a plazma

falával párhuzamosan folyó áram a felülette párhuzamosan olyan sebességgel mozog, amely nagyobb, mint a megfelelő frekvenciájú hullámok terjedési sebessége a falban, akkor az áram megfelelő frekvenciájú hullámokat fog kisugározni. Az áramra ható taszító erő az áramot a faltól eltaszítani igyekszik és így az áram stabilizálódik.

Hangsúlyozni szeretném, hogy nincs határozott, kialakult véleményem a plazma fűtésének és stabilizálásának a fent vázolt módszereiről. Azt is nehéz lenne megmondani, hogyan válnak be a gyakorlatban. Megemlítésükkel csak azt akartam illusztrálni, milyen sokrétű alkalmazásra talál a bevezetőben vázolt elmélet.

Az elmélet alkalmazási lehetőségét természetesen csak kiragadott példákon ismertethettem. Csak arra szerettem volna rámutatni, hogy a vázolt elmélet a fizika új, érdekes fejezeteiben is alkalmazást nyer és hogy az ilyen irányú kutatások igen gyümölcsözőek lehetnek az itt felmerülő problémák megoldásában, jobban feltárhatják az ezzel kapcsolatos jelenségek fizikai természetét.

- D. Bohm, E. P. Gross (1949). *Phys. Rev.* 75, 1864.
 E. Fermi (1940), *Phys. Rev.* 57, 485.
 I. M. Frank (1943). *J. Phys. USSR*, 7, 49.
 V. L. Ginzburg (1947), *DAN. SSSR*, 56, 145.
 V. L. Ginzburg, I. M. Frank (1945), *J. Phys. USSR*, 9, 353.
 V. L. Ginzburg, I. M. Frank (1947), *DAN, SSSR*, 56, 583.
 V. L. Ginzburg, V. V. Zseleznyakov (1958), *Asztr. Zsurn*, 35, 694.
 L. D. Landau (1946), *Zs. ETF*, 16, 574.
 G. Marx, G. Györgyi (1955), *Ann. der Phys.* 16, 241.
 A. Morozov, *Fizika plazmi i tyermojadernie reakcii*, Moszkva, 4, k. 331. o.
 A. Morozov, L. Szolovjev, *ibid.* 391.
 D. Pines (1956), *Rev. Mod. Phys.* 28, 184.
 A. Sommerfeld (1904), *Göttinger Nachrichten*, 99, 363.
 I. E. Tamm (1939), *J. Phys. USSR*, 1, 139.
 I. E. Tamm, I. M. Frank (1957), *DAN, SSSR*, 14, 109.

Kristályszerkezeti modellek a szilárd-test kutatásban

Valamennyi a szilárd testek fizikájával vagy kémiájával kapcsolatos kutatásnál szükség van az elvek, az elért eredmények három dimenzióban való értelmezésére. A legritkább azonban az olyan kutató, aki a három dimenzióban fennálló viszonyokat pusztán képzeletben, segédeszközök felhasználása nélkül helyesen tudná maga elé állítani. Igen nagy nehézségek szöktak felmerülni még akkor is, ha a képzelet megsegítésére két-dimenziós vetületeket vagy perspektivikus rajzokat igyekszünk felhasználni. Legalábbis így van ez addig, amíg egyszer alkalmunk nem nyílik ténylegesen térbeli modellen megismerni a vizsgált elrendezést.

Ez érthető is. Milyen könnyen tudjuk megoldani a háromdimenzió adta problémákat mindennapi életünkben, mert ezt a világot születésünk óta fogva megismertük, megszoktuk. Ebben a minket körülvevő geometriailag háromdimenziós világban min-

dennapos tapasztalataink vannak a benne való mozgásra, távolságbecslésre és a térbeli viszonyok megítélésére. Egészséges ember elég tág határok között nem is találkozik e téren különösebb problémával. Sőt, kétdimenziós festmények, fényképek vagy az ábrázolás valamilyen geometriai szabálya alapján készített képek alapján könnyen tudunk magunk elé képzelni megszokott háromdimenziós alakzatokat (tájakat, belső tereket, műszereket stb.). Ha azonban szokatlan, addig még nem ismert alakzat képe kerül eléünk, akkor gyakran nehézséget okoz a szemléletes elképzelés, vagy helytelen képet alkotunk az illető tárgyról.

Amikor a szilárd testekben, kristályokban nagyszámú elemi építőrészecske (atom, ion, molekula) között fennálló térbeli viszonyokat kell három dimenzióban magunk elé képzelni leírás vagy vázlatrajz alapján, akkor hasonló problémával állunk szemben. Miért akarnánk hát itt kivé-

telt tenni, és jó elképzelést nyerni tényleges térbeli tapasztalatok nélkül? Valószínű, hogy itt is a szokott utat kell járni: először térbeli modellek segítségével alaposan megismerni a kristályok belső szimmetriáját, távolságviszonyait és csak azután folyamodni a gondolatbeli absztrakcióhoz. Ez a munkamódszer sok nehézséget elháríthat, nagy időmegtakarítást eredményezhet, a modellek alapján olyan új tulajdonságok válhatnak világossá, amelyeket egyébként nem láttunk és nem értettünk meg.

Bár a fentiek talán elég logikusan hangzanak, mégis azt látjuk, hogy itthon kevesen használnak fel kristályszerkezeti modelleket a szilárd testekkel kapcsolatos oktató- és kutatómunkában. Ennek két okát is lehet adni: talán kevésszer hívták fel a modellezés szükségességére a figyelmet, talán nagyon nehéz modellekhez hozzájutni.

Az irodalmat, külföldi egyetemeket vagy laboratóriumokat figyelve viszont azt látjuk, hogy általában igen sok és sokféle modellt használnak szemléltetéshez oktatás és kutatómunka közben. (Érdekes, hogy sok nyugati gyár hirdetésében, mint figyelem felhívó, reklámeszköz szerepel a kristálymodell, ami szintén elterjedtségének egyik tanúsága.) A modellek sokfélesége azt is mutatja, hogy egyik sem tökéletes, hanem bizonyos szempontból jó, segíti a szemléletet, más vonásokat viszont elhanyagol, figyelmen kívül hagy, ezért pontatlan. Egy-egy kérdésfelvetéssel kapcsolatban tehát mindig meg kell keresni, hogy milyen típusú modell adja a valóság legjobb közelítését, a speciális lehetőségeknek és igényeknek melyik felel meg a legjobban.

Ebben a beszámolóban azt tűztük célul magunk elé, hogy áttekintsük a különféle használtabb kristálymodell típusokat, megkíséröljük ezeket értékelni és beszámoljunk tapasztalatainkról építésük terén.

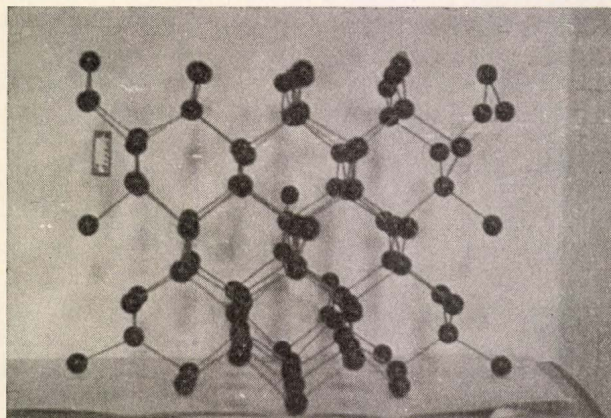
Kategorikusan a következőképpen lehetne felosztani a modelleket:

1. Gömb és pálca („ball and spoke”) típusú nyílt modellek,
2. Szoros illeszkedésű modellek,
3. Függőleges tagolású modellek,
4. Elemi alakzatokból felépített modellek,
5. Különleges modellek egyedi célokra.

1. Gömb és pálca

típusú modelleknek nevezzük a találó angol „ball and spoke” név fordítása alapján azokat a modelleket, amelyekben az atomok helyét kis gömbök jelölik ki és a rácsot ezekből, a gömbök furataiba dugott fémpálcák segítségével építjük fel. Egy ilyen általunk készített modellt mutat az 1. ábra.

Mind demonstrációs, mind pedig kutatási célokra a legelterjedtebben ezeket a modelleket használják világszerte. E modellekkel kapcsolatban már bizonyos fokig szabványjellegű megegyezés is jött létre az építési elveket, a méreteket, a színjelölést illetően. A szabványt az angol fizikai



1. ábra. Germánium „gömb és pálca” típusú nyílt modellje

társulat krisztallográfiai csoportja kezdeményezte, de általánosan elfogadottnak mondhatjuk.

Amikor a szilárd testek fizikájának nagy elterjedése után számolni lehet azzal, hogy itthon is egyre többen fognak modellt építeni, talán nem lesz hiábavaló ezt a szabványt röviden, magyar nyelven is ismertetni, hogy a mi modeljeink is a nemzetközi szokásnak megfelelő, egységes szempontok szerint épülhessenek.

A szabvány háromféle méretarányt ír elő modellek számára. a) Az ún. kis modell, főleg múzeumi célokra $1\text{\AA} = 1\text{ cm}$ léptékben, b) általános, főleg kutatási célokra szolgáló modellek $1\text{\AA} = 2,5\text{ cm}$ méretarányban és c) oktatási, demonstrációs, kiállítási célra az ún. nagy modellt ajánlják, amelynek léptéke $1\text{\AA} = 5\text{ cm}$. Ezek az arányok a kötéstávolságokra vonatkoznak; az atomokat ábrázoló gömbök átmérője egyik típusnál se haladja meg az 1\AA -nek megfelelő méretet, inkább legyen annál valamivel kisebb, tehát pl. a másodiknak említett méretarányok esetén a gömb átmérője legyen 2–2,5 cm között.

Az atomokat ábrázoló gömbök színére tett javaslatot az I. táblázatban közöljük:

I. táblázat

Atom, ill. ion	Szín	Megjegyzés
H	Krém	Fehér megengedhető
C, Si	Fekete	
O	Piros	Oxford kék
S	Sárga	
N	Kék	
P	Bíbor	
Halogének	Zöld	Ha egy modellben több is előfordul a magasabb rendszámút sötétebb árnyalat jelölje
OH	Kékeszöld	
H ₂ O	Narancs	Több fématom esetén a színnek megadott rendje a koordinációs szám növekedésének feleljen meg.
Fémek	Barna, szürke, (ezüst), arany	

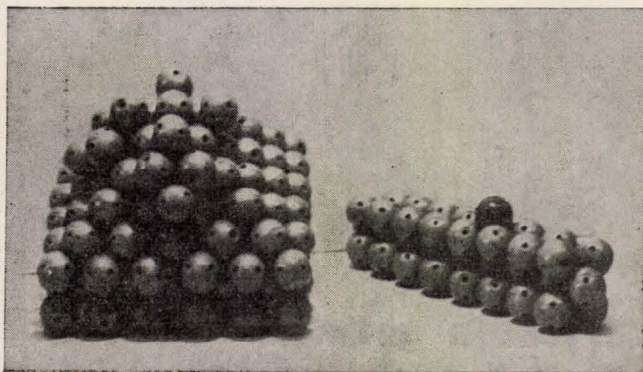
A felépítésnél legyen mindig elv, hogy lehetőleg csak olyan kötések alkalmazsunk a gömbök között, amelyek erős kémiai kötéseknek is megfelelnek, legfeljebb ha a modell szilárdsága ezt megkívánja, egészítsük ki ezeket az elemi cella élének megfelelő kötések beiktatásával. A kötőelemek készüljenek korróziómentes, megfelelően alaktartó anyagból. Az $1\text{\AA} = 2,5\text{ cm}$ léptékű modelleknél jól bevált a 2,5–3 mm közötti rozsdamentes acél vagy alumíniumrúd. A modell legáltalább egy elemi cella anyagát foglalja magába (tapasztalatunk szerint a 2 elemi cella élű ténnyolcas a legjobb). A modelleket lássuk el kis tábláscskával, amely a kristály nevét, ill. képletét, a modell léptékét, de esetleg még más fontos tájékoztatásokat (színjelölés, idealizált vagy hű modell, irodalmi forrás stb.) is tüntessen fel.

Az ilyen típusú modellek nagy előnye, hogy nyílt felépítésük miatt könnyen áttekinthetők. Hátrányuk azonban, hogy a tényleges kristályokban a térkitöltési viszonyok lényegesen eltérnek a „golyó és pálca” típusú modellekben ábrázolttól és ezt mindig fejben kell tartani, nehogy hamis elképzelésre jussunk. Rácshibákat, szennyezések szerepét nem igen lehet ezekkel a modellekkel szemléltetni, mert az atomok ill. ionok sugarát nem veszi figyelembe, hiszen a különféle atomokat azonos sugarú és csak színükben különböző gömbökkel ábrázolja és azokat egymástól viszonylag nagy távolságban helyezi el. Talán azt lehetne mondani, hogy ezek a modellek mindig az idealizált, tökéletes kristályra vonatkozóan az atommagok helyzetét adják meg. A legtöbbször egymással érintkező, egymásba átható elektronfelhőket e vázhoz kell képzelniük.

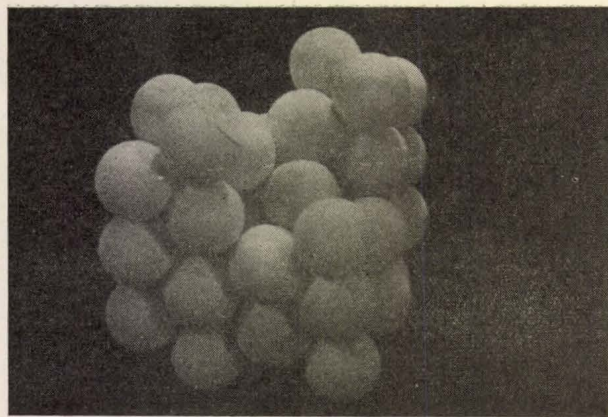
2. Szoros illeszkedésű modellek

A fent említett hiányosságokat igyekszünk kiküszöbölni azok a modellek, amelyeknél az atomokat képviselő gömbök közvetlenül érintkeznek egymással. A 2. ábrán látható egy műanyag gömbökből készült ilyen modell.

Nagyon jól lehet ilyen modelleket ping-pong labdákból is készíteni. Ekkor a gömbök kötését furatok és pecek nélkül, acetonban oldott cellulóz ragasztóanyaggal végezhetjük. A 3. ábra egy ping-pong labdákból készült modellt mutat.



2. ábra. Wolframesúcs szoros illeszkedésű modellje



3. ábra. A rutil rácson anionjainak szoros illeszkedésű ping-pong labda modellje

Ilyen egyszerű megoldást azonban sajnos csak olyan esetekben alkalmazhatunk, ha a modellezendő anyag csak egyetlen, vagy több, de egymással megegyező sugarú atom- (ill. ion-) fajtát tartalmaz, mert különben a sugarakkal arányos méretű gömbökre van szükség a szoros illeszkedés valószínűséghez hű megvalósításához. Ez csak esztétikailag gömbökkel oldható meg. Éppen erre a nehézségre való tekintettel szokták azt a megoldást is választani, hogy a kristálynak csak az anionrácsát ábrázolják gömbökkel és a modellen nem képviselt partnert ekkor a megfelelő szabályosság szerint felismerhető (tetraéderes, oktaéderes stb.) hézagokba kell képzelni.

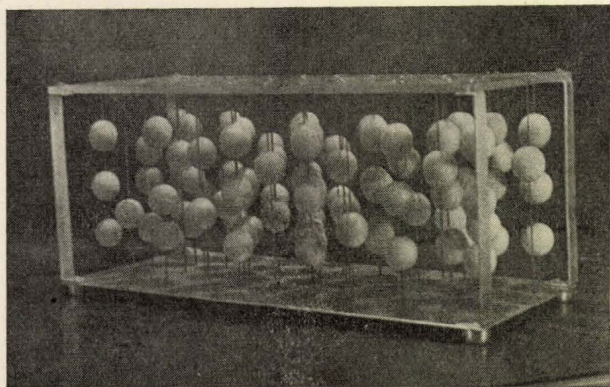
A szoros illeszkedésű modellek készítésének egyik nehézséget ezzel már érintettük is: a modell csak annyira lehet a valóság hű képe, amennyire egyáltalában az ionsugarakat elméletben ismerjük és a gyakorlatban különböző sugarú gömbökkel ábrázolni tudjuk. A másik nehézség, hogy a szoros illeszkedésű modellekbe nem lehet jól „belátni”. Ezért van egy olyan törekvés, hogy az ilyen modelleket egészen enyhén színezett átlátszó gömbökből (plexi) készítsék, külön gondot fordítva arra, hogy a kötések se zavarják a „belátást”.

Nagy előnye viszont e modelleknek, hogy képet adnak a térkitöltésről, segítségükkel vizsgálhatjuk, hogy a kristály felületén vagy belsejében hol és hogyan helyezkednek el idegen atomok és hogy ezek milyen torzulásokat okoznak.

A szoros illeszkedésű modellek egy külön válfaja a kizárólag szerves célokra használt ún. kalot modell. Ezek tervezésénél kihasználták azt a tényt, hogy a szerves vegyületekben előforduló atomoknál a vegyérték és a kötőszög a legtöbb esetben állandó és az elektronfelhők áthatolása, valamint az ezzel járó atomdeformáció is fixnek vehető. Így elő lehetett állítani egy olyan készletet, mely az általában előforduló atomokat (C, O, H, N stb.) az állandó kötőszögeknek megfelelő helyeken kapcsolattal ellátott, lapított gömbökkel ábrázolja. E készlet segítségével egyszerű kapcsolás útján összeállíthatjuk különböző szerves molekulák és kristályrácsok modelljét.

3. Függőleges tagolású modellek

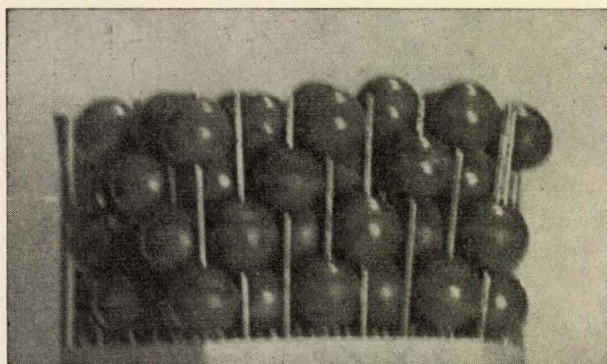
E modellek között is vannak nyílt és szoros illeszkedésűek, a megkülönböztetés és elnevezés tulajdonképpen csak a felépítés sajátosságára utal: Egy elég szilárd fa vagy műanyag lap fura-taiba hosszú fém pálcák vannak rögzítve megfelelő helyeken és ezekre a pálcákra fűzik fel az atomokat jelölő gömböket. Az 5. és 6. ábrán egy ilyen nyílt, illetve szoros illeszkedésű modell látható.



5. ábra. MoO_3 rács függőleges tagolású modellje

Ilyen típusú modellt különösen akkor érdemes építeni, amikor a kristályrácsnak az építésnél alapul szolgáló leírásában egy vetületet és a vetülettől mért távolságokat lehet megtalálni, vagy ha saját szerkezetvizsgálatnál ilyen adatokkal határozzuk meg a szerkezetet. Előnyt jelent az is, ha a függőleges tagolás választott irányában az atomok közül több fedésben van, vagyis az atomokat jelölő gömbök kevés számú függőleges pálcára felfűzhetők. Ez egyben szempontot jelent arra nézve, hogy ebben az ábrázolásban milyen kristálytani irányt válasszunk a modellen függőlegesnek.

E modelleknek hátránya, hogy megfelelően szilárd felépítés esetén túl robosztusak, nehézkesen kezelhetők a további tanulmányozás során, a mesterségesen bevitt függőleges tagolás pedig a fontos kötések helyett magára vonja a figyelmet. Előnye viszont, hogy elkészítése a legegyszerűbb,

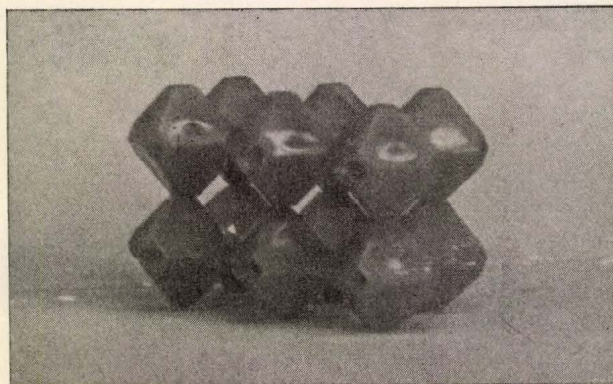


6. ábra. A fémes szoros illeszkedésű függőleges tagolású szétszedhető modellje

mert a gömböket csak egy átmérő mentén kell átfúrni és nem pontos térszögben (ezért az sem baj, ha nem pontos gömbök). Ilyen modelleket a legegyszerűbb felszerelésű mechanikai műhelyben is lehet készíteni.

4. Bizonyos vegyületeknél

egy-atomcsoportok állandó geometriai alakzatban jelennek meg, és csak e csoportok egymáshoz viszonyított helyzete változik vegyületről vegyületre. Ilyen pl. a SiO_4 tetraéder a szilikátokban, vagy a FémO_6 oktaéder sok Mo és W oxidban. Ilyen esetben előnyös lehet a modellt gömbök helyett az elemi alakzat (tetraéder, oktaéder stb.) ismétlésével felépíteni. Ilyen megoldást mutat a 7. ábra.



7. ábra. Az idealizált WO_3 rács oktaéderekből felépített modellje

5. Egyedi modellek

A modellezés természetesen igen sok leleményességet, egyéni ötletet kíván és a fenti kategóriákba csak a sokszor előforduló, lassanként klasszikussá váló modelleket foglaltuk össze. Irodalmi leírásokban is lehet találni egyedi célokra készült modelleket és a kutatókra, oktatókra vár továbbra is az a feladat, hogy a saját problémájuknak legmegfelelőbb modellt a már beváltak közül kiválasszák, vagy maguk újként megalkossák. Különösen igaz talán ez a megállapítás a szilárd testek fizikájának legérdekesebb fejezetében, a hibák, szennyezések, diszlokációk vizsgálatánál. A tökéletes szerkezetek már elég jól megvizsgáltak, van róluk általános képünk és ehhez igazodnak a jól kiforrt modell típusok. A kérdésfelvetés is nehezebb, a fejlődés sem jutott még ideig a hibák, diszlokációk stb. vizsgálatának területén, ezért a modellen való ábrázolás is szerteágazó utakat követ, sok helyet ad az egyéni próbálkozásoknak.

Egy ilyen jelentős egyedi modell pl. a W. L. Bragg és J. F. Nye által a fémes szerkezetek és a benne levő diszlokációk szemléltetésére kidolgozott „buborék modell”. Itt egy folyadék felületén szabályzott erősségű, finom fúvással szappanoldatból egyenlő méretű buborékokat állítunk elő.

Így egy igen jól megfigyelhető és fényképezhető buborékréteget kapunk, melynek rendeződése és változásai a fémes kristályokban előforduló folyamatok kétdimenziós modelljét adják.

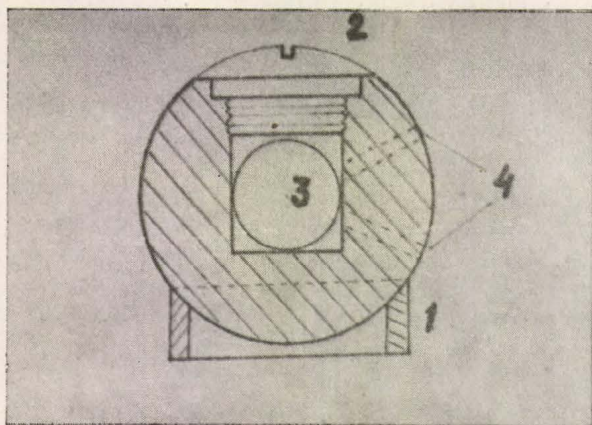
Erőnként és a normális terjedelmet lényegesen meghaladná, ha megkísérelnénk sorban ismertetni az ilyen modelleket; ezt az egyet, a buborék modellt, talán mégis érdemes volt megemlíteni, hogy lássék milyen messzefekvő ötletekkel lehet a kutatást és szemléltetést elősegítő modelleket alkotni.

*

Miután így áttekintettük a fontosabb modell-típusokat, hátra maradt még egy fontos kérdés: hogyan lehet modellekre szert tenni? Ez két problémát is jelent.

Először: készen vegyük vagy magunk készítsük a modellt? A mi tapasztalatunk az, hogy kristálytani alaptípusok standard modelljeit legértelmesebb készen megvenni; egyébként azonban csak alkatrészeket jó beszerezni és minden laboratóriumnak ki kell alakítania a készséget arra, hogy a kutatási munkájával kapcsolatban adódó szerkezeti problémákat, megoldási próbálkozásokat modell formájában is megfogalmazza.

Az általánosan használt „gömb és pálca” típusú modellek házi készítésével kapcsolatban legnagyobb probléma (a számítások elvégzése után) az atomokat ábrázoló gömbök megfelelő pontosságú felfúrása. Lejjebb, az irodalmi hivatkozások között megadunk néhány olyan cikket, amelyben golyófúró szerszám leírása található, de külön is közlünk egy vázlatot arról az egyszerű szerszámról, amit magunk a legjobbnak találtunk (8. ábra). Az 1. kis hengeres fészekben elforgatható módon ül egy gömb. A gömb (2.) süvege lecsavarható és így egy hengeres üreg (3) válik szabaddá. Ide kerül a fúrandó gömb. Az üreges fémszerszám falába marógépen, osztófejjel pontosan befúrjuk a megfelelő térszögekben a lukakat (4). A fémfalba fúrt ezen vezető lyukak mentén fúrjuk fel a modell gömböcskét fúrógép alatt. Ugyanez az elv két félgömbből összeállított szerszámmal is jól megvalósítható. Néhány ilyen gömb fúrósablonból álló készlet elég sok modell elkészítését teszi lehetővé.



8. ábra. Golyófúró szerszám vázlata.

A házi modellezéssel kapcsolatban még megemlítjük, hogy igen jó szolgálatot tehet egy modellező készlet. Ez a gyakran előforduló szögekre felfúrt színes gömbökből és megfelelő hosszarányú pálcákból áll. Igen jó a köbös rendszer 26 szimmetria irányának megfelelő huszonhat lyukkal ellátott golyó (alkalmas a különböző tetraédes oktaédes, centrált és centrálás nélküli derékszögű kötések megvalósítására) és az 1: $1/\sqrt{2}$: $1/\sqrt{3}$: $1/2\sqrt{3}$ hosszarányokban elkészített pálca-sorozat.

A második probléma az, hogy hol lehet kész modelleket, illetve modell építőelemeket beszerezni? Erre a kérdésre persze teljes választ adni nem tudunk, hiszen csak a magunk bizonyára hiányos tájékozottságára vagyunk utalva. Tudomásunk szerint, az említett típusok közül csak a „gömb és pálca” típusú, és a szerves kalot modellek kaphatók kereskedelmi forgalomban. Az előzőek terén elég nagy választékot nyújt a kölni Leybold cég és a cambridgei Crystal Structures Ltd. Több tengerentúli és más külföldi cég sok kívánnivalót hagyó gyártása mellett ezt a két külföldi forrást a legfontosabb említeni. Igen örömdetes hír, hogy az Iskolai Taneszközök Gyára (ITG) is felvette gyártmányai közé a „gömb és pálca” típusú modelleket és máris gazdag választékot kínál ezek terén, és a katalógus állítása szerint még tovább kívánja bővíteni a gyártást. Az ITG-nél modell alkatrészek: nyers és felfúrt gömbök, pálcák, is kaphatók. Műanyag gömböket be lehet még szerezni a Műanyag és Fémfeldolgozó KTSZ-nél (VIII. Bókay J. u. 10.) és lehet készíttetni kívánt méretben a Faesztergályosok Minőségi KSz-nél vagy más faesztergályossal.

Kalot típusú modelleket gyárt pl. az angol Catalan Products Ltd, de itt is van magyar kínálat: a Műanyagipari Kutató Kísérleti Üzemében is gyártanak ilyen modelleket.

Talán hasznos lesz, ha befejezésképpen, azok számára akik hozzá akarnak kezdeni a modellezéshez, összefoglaljuk az irodalomban ezzel kapcsolatban található legfontosabb cikkeket:

A modell szabvány megtalálható:

J. Sci. Instr. (24) 249. 1947 vagy

H. Lipson & W. Cochran: The determination of crystal structures. London, 1953. 327. o.

Gömb és pálca típusú modellek:

H. D. Megaw: Br. J. Appl. Phys. (4) 107. 1953.

J. M. Buerger: Rev. Sci. Instr. (6) 412. 1935.

C. A. Haywood: J. Sci. Instr. (26) 379. 1949.

N. Wooster M. m. tsai: J. Sci. Instr. (26) 140. 1949.

W. A. Wooster: J. Sci. Instr. (21) 125. 1944.

Szoros illeszkedésű modellek:

J. M. Buerger & R. D. Butler: Amer. Min. (21) 150. 1936.

Függőleges tagolású modellek:

F. S. Lee: Acta Cryst. (10) 485. 1957.

Gadó Pál

Híradástechnikai Ipari Kutatóintézet

A kvantumelmélet néhány filozófiai szempontból fontos eredménye

Az elmúlt évben a Szovjetunió Tudományos Akadémiája Moszkvában össz-szövetségi konferenciát tartott a természettudományok filozófiai kérdéseiről. Ezen a konferencián W. A. Fock egy referátumot tartott „A kvantummechanika interpretációjáról” címmel. Ez a referátum megjelent német fordításban is, de egyébként is majdnem megegyezik azzal a cikkel, amelyet Fock az 1958-ban megjelent Max Planck-Festschrift c. kiadványban írt.* Ilyen körülmények között nem tartom szükségesnek, hogy ennek a műnek a tartalmát ismertessem.

Ha Fock referátumának lényegét röviden össze akarjuk foglalni, akkor azt kell mondanunk, hogy amennyiben konzekvensen interpretáljuk a kvantummechanikát, akkor rájövünk arra, hogy ez a legtökéletesebb megegyezésben van a dialektikus materializmussal. Úgy gondolom, hogy ezzel a megállapítással minden további nélkül egyetérthetünk, mégis úgy vélem, hogy néhány kérdésben valamivel többet is lehetne mondani, mint amennyit Fock a referátumában mondott. Legyen szabad ezért néhány gondolattal kiegészíteni Fock előadását.

Az atomi objektumok természetének lényegéről beszélve, Fock a következőket mondja: „Az atomi részecskék bizonyos körülmények között úgy viselkednek, mintha hullámtulajdonságokkal rendelkeznének, más körülmények között azonban kimondottan korpuszkuális tulajdonságokat mutatnak, végül ismét más körülmények között úgy viselkedhetnek, mintha tulajdonságaikban a korpuszkuális és a hullámok sajátosságai keverednének.” Fock ebben látja a hullámrészecske-dualizmus lényeges tartalmát és azt mondja, hogy ezeknek a jelenségeknek bármilyen modellszerű interpretációja hibás.

Hogy legyenek példák a szemünk előtt, ezt a tényállást a következő kísérletek támasztják alá. a) Elektroninterferenciák nagy intenzitásnál (hullámok), b) Tömegspektrográfia (részecskék), c) Elektroninterferencia kis intenzitásnál (hullám és részecske).

Véleményem szerint azonban ezzel kapcsolatban még valamivel többet mondhatunk: csupán jó vagy kevésbé jó közelítésben mondhatjuk az atomi részecskékről azt, hogy klasszikus hullámok, ill. klasszikus korpuszkuális módjára viselkednek. Nincs ugyanis egyetlen olyan kísérlet sem, amelyben pontosan klasszikus hullámok vagy részecskék módjára viselkednének. (Ez esetben ugyanis az elektroninterferenciát nagy intenzitásoknál minden részletében leírhatnánk egy klasszikus hullámelmélettel, a jelenség finomabb részleteit azonban csak a kvantummechanika magyarázhatja. Hasonló mondható a részecskék elterüléséről külső erőterben, amire a tömegspektroszkóp szolgáltat példát.) Ez annyit jelent, hogy az atomi

részecskéket sem a klasszikus hullámokkal, sem a klasszikus korpuszkuálisokkal nem identifikálhatjuk, sőt mi több, az atomi részecskék természete olyan, hogy a klasszikus fizika által kialakított és iskolázott szemléletünkkel pillanatnyilag még nem foghatjuk fel. Lehetséges számunkra az atomi jelenségek matematikai leírása, de egyelőre még nem alkothatunk magunknak szemléletes képet ezekről a részecskékről. Erre a pontra rövidesen vissza fogunk még térni.

E megállapítástól nem kell idegenkednünk, hiszen ez a körülmény nem más, mint egy frapáns példa a relatív és az abszolút igazságra. A következő kijelentés: „Az atomi részecskék olyan tulajdonságokkal rendelkeznek, mint a klasszikus hullámok” tartalmazza az abszolút igazság egy részét, annak ellenére, hogy szószerint véve hamis megállapítás. E kijelentésnek tehát csak korlátozott érvényessége van, ez tehát egy relatív igazság. Ugyanezt mondhatjuk a következő kijelentéséről is: „Az atomi részecskék olyan tulajdonságokkal rendelkeznek, mint a klasszikus korpuszkuális.” Az nem kétséges, hogy az atomi objektumok valóban léteznek és az sem lehet vitás, hogy rájuk vonatkozóan létezik egy abszolút igazság. De senki nem képes arra, hogy ma megfogalmazzon egy ilyen tételet: „Az atomi részecskék tulajdonságai pontosan olyanok, mint” A jövőben is valószínűleg csak közelítő megállapítások tehetők. Ez azonban a legtökéletesebb összhangban van a dialektikus materializmussal, amelynek felfogása szerint bár létezik az abszolút igazság és elvileg megismerhető is, mégis előttünk csak mindig tökéletesebb és tökéletesebb közelítésben tárul fel.

A kvantummechanika interpretációjával kapcsolatos viták során mindig kitüntetett szerepet játszik a kauzalitás problémája. Ezzel kapcsolatban azonban még a legutóbbi időben is számos félreértés található az irodalomban. Ezzel kapcsolatban csak Max Born egyik legutóbbi megnyilatkozására szeretnék utalni, amely a *Physikalische Blätter* 1959. évfolyamában jelent meg, amely véleményem szerint a következő kifogásolható megállapítást tartalmazza: „A materializmus csupán teljesen determinisztikus természeti törvényeket fogadhat el.” Ezzel kapcsolatban Born Fockra hivatkozik.

Nézetem szerint azonban maga Fock is nyilvánvalóan rámutat arra, hogy a determinizmus klasszikus felfogása, amelynek értelmében a jövőt a jelen egyértelműen meghatározza, nem azonos az általános kauzalitási elvvel, amely a dialektikus materializmusban is érvényes. Az általános kauzalitási elv a következőket állítja: nem lehetséges, hogy a jelen (vagy akár a jövő) a múltat befolyásolhatná; avagy az Einstein-féle speciális relativitáselmélet terminológiájával élve: a hatások nem terjedhetnek a vákuumbeli fénysebességnél nagyobb sebességgel.

* Magyarul megjelent a Művelődésügyi Minisztérium Marxizmus—Leninizmus Főosztályának tájékoztatójában.

Világos, hogy a kvantumelmélet valószínűség-számítási szemléletéből kifolyólag, a klasszikus mennyiségek feltétel nélküli determináltságát elveti, azonban ez nincs ellentétben a kauzalitási elvvel. Gondoljunk például a foton tipikusan indeterminált viselkedésére a félig áteresztő tükrönél: nyoma sincs itt a kauzalitásnak. Ennek mélyebb okát véleményem szerint a következőképpen fogalmazhatjuk meg: a kvantummechanika statisztikus kijelentései minden esetben a klasszikus részecske-avagy a hullám-felfogás szemléletében tett kijelentésekre vonatkoznak. Minthogy azonban ez a szemléleti mód sohasem tökéletesen igaz, mivel az atomi objektumok sem identifikálhatók a klasszikus részecske-avagy hullámképpel (amint azt már fentebb említettük), ilyen körülmények között nem csodálkozhatunk, ha eme klasszikus kép keretében nem tehetünk egzakt kijelentéseket. Egyébként az nem kétséges, hogy a klasszikusan le nem írható kvantumállapotok a kvantumelmélet felfogása szerint determinisztikusan változnak.

Fentebb említettük már, hogy az atomi objektumok természete a matematikai formalizmus segítségével leírható, azonban modellszerűen nem képzelhető el. Ezért szokás általában azt mondani, hogy a kvantummechanika szerint az objektumok természete „nem szemléletes”.

Nyomatékosan rá szeretnék mutatni arra, hogy abból a körülményből, hogy a mikrovilágot pillanatnyilag nem tudjuk modellszerűen leírni, nem szabad arra következtetnünk, hogy ez esetleg a továbbiakban sem lesz lehetséges és nem alkotható az atomi objektumokról egy szemléletes kép, hiszen szemléletünk éppúgy fejlődhetik, mint absztraháló képességünk. Csupán időre van szükség a fejlődésnél. Talán felesleges lenne részletezni, hogy a múltban is találkoztunk szemléletmódunk ilyen fejlődésével: pl. gondoljunk arra a fejlődésre, amely kapcsolatos volt a pontmechanikáról a térelméletre való áttéréssel, a háromdimenziós térbeli felfogásról a négydimenziós pszeudeouklidesi világra való áttéréssel, vagy még tovább, a négydimenziós görbült tér fogalmának a kialakulásával.

Meg kell azonban jegyeznem, hogy egy nem nagyon lényeges pontban Fock okfejtésével nem tudok egyetérteni. Azt állítja ugyanis dolgozatának a „Részecskehullám-dualizmus lényege” c. paragrafusában, hogy a Pauli-elv nem vezethető le a dualizmusból. Ezzel kapcsolatban a következőket szeretném megjegyezni:

A hullámrészecske-felfogás konzekvens szintézisét $n/2$ spinnel rendelkező részecskék esetében — amelyekre a Pauli-elv vonatkozik — a Dirac-féle kvantált térelmélet adja. Ez a fizikai terek kvantumelméletének egy speciális esete, tehát egy olyan elmélet, amely tetszés szerinti számú, kétféle tulajdonsággal rendelkező részecskékről (pl. elektronok és pozitronok) ad számot. Egy ilyen elmélet keretében azonban éppen Pauli mutatta ki, hogy az ún. Pauli-elv következik az elméletből, ami azt jelenti, hogy végső soron a

részecskehullám-dualizmusból, feltéve, hogy csak olyan megoldásokat veszünk figyelembe, amelyek fizikai szempontból akceptálhatók (pl. a részecskék tömege pozitív és megegyezik).

Mindenesetre figyelemmel kell lennünk arra, hogy Pauli idézett levezetése lényeges módon felhasználja a speciális relativitás elmélet elemeit. Ha ezeket nem akarjuk igénybe venni, ha tehát alacsony sebességekre korlátozódunk, a Pauli-elv nem vezethető le. Így Focknak igaza van, amennyiben ő nemrelativisztikus kvantummechanikára korlátozódik. A pontosabb és átfogóbb elmélet azonban relativisztikus, következésképpen a Pauli-elvet szervesen és szükségszerűen tartalmazza.

Általában hasznos arra törekednünk, hogy jelenlegi ismereteinkből, általános megfontolások segítségével, a várható fejlődésre extrapoláljunk. Ez nem vezet ugyan minden esetben egyértelmű végkövetkeztetésre, mégis olyan következtetésekre juthatunk, amelyek önmagukban még nem triviálisak, de hasznosak. A fizika eddigi fejlődése azt mutatja, hogy a fizikai fogalmak, azaz a reális fizikai világ matematikailag megfogalmazott tükröződése, mindig mélyebb, de ugyanakkor absztraktabb lett. Esetleges ellentétes folyamat sohasem vezetett fizikai ismereteink elmélyítéséhez.

Napjainkban tapasztalhatjuk azt a türelmetlenséget, amellyel a kutatók olyan elméletek megalkotására törekcszenek, amelyek az elemi részecskék tömegéről, kölcsönhatásáról, élettartamáról stb. számot tudnak adni. Ez az elmélet, ha a fenti megfontolás helyes, nem dolgozhatik a klasszikus mechanika fogalmaival, de nem dolgozhatik a klasszikus térelmélet fogalmaival sem. A jelenlegi formájában mind a kvantummechanika, mind a terek kvantumelméletének lokális és konzekvencionális megformulázása szűknek bizonyult az új elmélet számára. Az elemi részecskék új elméletéből mindezen régi elméletek majd leszármaztathatók kell hogy legyenek, ezért számolnunk kell azzal, hogy ez az elmélet csak általánosabb és absztraktabb fogalmak segítségével fogalmazható meg.

Hogy ennek az általánosításnak milyen irányban kell történnie, arról ilyen általános megfontolások természetesen nem mondhatnak semmit.

Végezetül hangsúlyozni szeretném, hogy meggyőződésem szerint a bizonyos mértékig lezártnak tekinthető kvantummechanika és a lokális terek kvantumelmélete szükséges fokozatai voltak megismerési folyamatunknak. Mint minden megismerésünk, természetesen ezek is csak relatív igazságokattartalmaznak. Ma már pontosan látjuk ezeknek az elméleteknek az érvényességi körét, és ezen érvényességi körön belül ezeket az elméleteket ezer és ezer kísérlet megerősíti. Részben már a mérnöki tudományok szolgálatába álltak ezek az ismeretek. Helytelen lenne tehát arra következtetni vagy akár remélni, hogy az elemi részecskék elméletében jelentkező nehézségek hatással lehetnek a kvantummechanikának az interpretációjára. (Pl. hiábavaló lenne egy megújított

determinizmus.) Sokkal inkább az a véleményem, hogy a kvantummechanika tartalma és szemléleti módja összeegyeztethető minden nehézség nélkül egy eléggé általános filozófia keretében és az a meggyőződés, hogy éppen a dialektikus materializmus ez a filozófia.

(A természettudományok filozófiai problémáival foglalkozó, lipcsei egyetemen tartott nemzetközi kongresszuson elhangzott és a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetemen megismételt előadás, 1960.)

G. Heber
(Leipzig)

Üzenetek a világűrből?

Emberöltök óta foglalkoztatja az ifjúsági regények szerzőinek fantáziáját az idegen égitesteken viruló élet, főleg az ottlakó értelmes lények társadalmának lehetősége. Kezdetben a holdbeli ember izgatta a képzeletet. A kietlennek bizonyult Holdról a valamivel lakályosabb Marsra, majd Vénuszra szállt a gondolat. Sajnos, nem nagy valószínűsége van annak, hogy itt fejlett étellel, sőt emberszabású kultúrával találkozunk. Sem a Marson, sem a Vénuszon nem találtak számottevő oxigént, ami földihez hasonló élet kémiai redukálótévékenységének a jele lehetne. (Egyszerűbb lények számára alkalmas életfeltételek természetesen megvalósulhatnak e két bolygón. Különösen izgalmas problémákat rejteget ilyen szempontból a Vénusz, amelynek összefüggő felhőrétegén kívül csak a légkör tetejét látjuk.) A többi bolygó már kívül esik a víz forrponja és fagyponja által határolt bioszférán, amely parányi életadó óázisként veszi körül tüzes Napunkat a világűr kietlen éjszakájában.

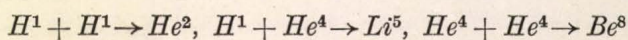
De talán más csillagoknál, kellemes környezetben kialakultak élet- és értelemhordozó bolygók. Van-e lehetőség ilyenre, van-e mód arra, hogy az emberiség, az univerzum Robinson-szerű elhagyatottságban élő kis család magához hasonló élőlényekkel kapcsolatba kerüljön, megismerje azok gondolatait?

K. Kordylewski lengyel és Szu-Su Huang kínai kutatók megvizsgálták az élet keletkezésének fizikai feltételeit. Számunkra elképzelhető élet csak energiasugárzó csillagok közelében, a forrpon és fagypon közé eső átlaghőmérsékletű bioszférában alakulhat ki. Ezt a tartományt a csillag felé az elviselhetetlenül forró, a világűr felé az elviselhetetlenül hideg tartomány határolja. A csillagászati bioszféra a fehér óriáscsillagok nagy tűzhelye körül hatalmas térrészekre terjed ki, sárga Napunknál a Vénusz- és Mars-pálya közé esik, alacsony hőfokú vörös csillagoknál viszont szűk gömbhéjra zsugorodik össze.

Alapvető feltétel, hogy a csillagnak ebben a tartományban bolygóméretű kísérője legyen. Nagyon sok kettős és többszörös égitestet ismerünk, de a mai módszerekkel megfigyelhető legkisebb égitestek is inkább törpecsillagok, mint bolygók. Pl. a 61 Cygni csillag rezgészerű sajátmozgásából egy század Nap-tömegű kísérő léte látszik bizonyítottnak. A közös tömegközéppont körül történő keringés alapján kisebb tömegű kísérő létét a csillag nem árulja el. A kettős és többszörös, igen eltérő tömegű csillagok nagy száma alapján sok csillagász biztosra veszi, hogy ezek a rendszerek egyidőben keletkeztek a presztelláris köddállapotból, így csillagtömeg és bolygótömeg között mindenfajta kísérőcsoport kialakulhatott. Sajnos,

kettőscsillagoknál igen valószínűtlen olyan stabilis bolygópályák mechanikai lehetősége, amelyek végig a bioszférában haladnak. Az élet feltételeit ezért első sorban magános csillagok feltételezett bolygóméretű kísérőin kell keresnünk. Urey (a deutérium felfedezője) talált bizonyos empirikus indítékot arra, hogy ilyen bolygóméretű testek az univerzumban léteznek: egyes meteorok gyémántszemcséket tartalmaznak, ami arra utal, hogy ezek valamikor kb. Hold-nagyságú hideg égitestek belsejébe ágyazva nagy nyomás alatt álltak. Otto Struve viszont arra mutat rá, hogy az 1,5 Nap-tömegnél nehezebb fősorozati csillagok igen gyorsan forognak, az 1,5—1 Nap-tömeg táján azonban hirtelen leesik a magas szögsebességek gyakorisága. Ennek legegyszerűbb magyarázata az, hogy az impulzusmomentumot számunkra láthatatlan bolygók vették át. (Naprendszerünkben is a Jupiter és a külső bolygók keringése köti le a teljes impulzusmomentum 98%-át.) A bolygók direkt megfigyelése a csillag mellett ma technikailag reménytelen feladat, mégpedig a légkör által előidézett káprázatjelenség miatt. A földi légkörön kívül dolgozó megfigyelőállomás volna csak képes ilyen megfigyelés elvégzésére, mégpedig a pontszerű csillag eltakarásával és hosszú expozíciós idővel.

Értelmes élőlények kialakulása azonban nem csak a csillagászati bioszférában tartózkodó bolygó lététől függ. Az élet kibontakozásához elegendő időnek is rendelkezésre kell állnia. A fajok fejlődési sebessége függhet ugyan az uralkodó sugárzásintenzitástól (ez összefüggésben van a nagyenergiájú energiakvantumok által kiváltott mutációk gyakoriságával), de nem valószínű, hogy e tekintetben erősen eltérő körülmények uralkodnának az univerzum különböző helyein. Ezért azt mondhatjuk, hogy értelmes lények megjelenésével csak ott számolhatunk, ahol többmilliárd háborítatlan esztendő állt rendelkezésre az élet kibontakozásához. Ilyen hosszú időre szóló stabilitás kizárólag olyan csillagok környezetében van, amelyek energiaforrása a $H \rightarrow He$ szintézis. Ezek az ún. fősorozati csillagok, amelyek szinte kizárólag H^1 és He^4 izotópokból állanak. A H^1 és He^4 ugyanis két olyan atommag, amelyek kettős ütközései közvetlenül soha nem vezetnek stabil magokat eredményező fúzióra. A



reakciók végtermékei ugyanis még számottevő élettartammal rendelkező instabil magok formájában sem léteznek. Ennek könnyen érthető magfizikai, a

magerők spinfüggéséből és kicserélődési jellegéből adódó okai vannak. Ez azt eredményezi, hogy a $H \rightarrow He$ szintézis sok kerülővel, erősen lelassított formában mehet csak végbe, így a csillag H -tartalmának kimerülése többmilliárd évig eltarthat. A termodinamikai egyensúly törvényei miatt nagyobb-tömegű csillag központi hőmérsékletének magasban kell állnia, ezért bennük a termonukleáris reakciók vehemensebbek. A $H \rightarrow He$ fúzió által jellemzett fősorozatban való tartózkodás számított időtartama különböző tömegű csillagokra:

17	Nap-tömeg:	0,008	milliárd év		
6	"	"	0,08	"	"
3,2	"	"	0,4	"	"
1,8	"	"	2	"	"
1,5	"	"	4	"	"
1,3	"	"	6	"	"
1	"	"	13	"	"
0,7	"	"	30	"	"
0,5	"	"	70	"	"
0,3	"	"	100	"	"

Ebből az következik, hogy a 1,5 Nap-tömegnél nehezebb csillagok körül keringő bolygókon nem lehetett elegendő idő értelmes élet kivirágzására. (A csillag egy vagy két milliárd éven belül kimeríti hidrogén-készletét, középponti anyaga összsűrűsödik, felhevül, megindulnak a nehezebb magok gyors fúziós reakciói, amelyek rövid idő, néha millió év alatt változó állapotba hozzák a csillagot. Sokszorosára fokozódik a csillag fényessége, a sugárnyomás miatt a csillag külső rétegei a bolygópályáig kiterjednek, esetleg el is nyelik a közeli bolygókat.) 0,5 Nap-tömegnél kisebb csillagok környezetében pedig az alacsony szinten álló kisugárzás miatt olyan szűk a bioszféra, hogy alig van remény odaeső pályájú bolygó előfordulására. Látjuk tehát, hogy ha elfogadjuk a bolygók és élet keletkezését, mint kellő feltételek mellett szükségszerűen bekövetkező folyamatot, az univerzumban uralkodó viszonyok közt miénkhez hasonló értelmes lényeket csak Nap-típusú csillagok közelében kereshetünk.

A legközelebbi csillag, az a Centauri 4,3 fényév távolságban levő háromszoros rendszer, ennél mechanikailag igen valószínűtlen, valószínűleg lehetetlen bioszférába eső stabilis bolygópálya matematikai léte. 17 fényéven belül 40 csillag van Napunk szomszédságában. Közülük azonban mindössze kettő felel meg a mondott fizikai feltételeknek. Egyikük, az ϵ Eridani nem esik biztosan a fősorozatba. Legkedvezőbb szempontunkból a τ Ceti, téli éjszakáinkon a déli éggömbön látható csillag. 10,8 fényév választja el tőlünk. Természetesen nagyobb távolságokra nő a számbajövő csillagok száma.

Ezekután felvetődik a kérdés: mi annak a lehetősége, hogy kapcsolatba lépjünk ezen távoli csillagok feltételezett bolygóinak esetleg hozzánk mérhető, netán bennünket túlszárnyaló értelmű lakóival? A közvetlen látogatás nem volna könnyű feladat. A mai mesterséges égitestek 1 óra alatt megkerülik a Földet, de 100 000 évig tartana útjuk a τ Cetiig. Az egyedüli utazási lehetőséget nyújtó fotonrakéta, mint egy

korábbi cikkünkben olvasható volt, még a nagyon is bizonytalan távoli jövőben, erősen az elvi fizikai lehetőségek határán rejlik.

Sokkal könnyebben realizálhatónak tűnik a rádiókapcsolat felvétele. Ez ma a szakemberek körében élénk vita és konkrét tervezgetés tárgyát képezi. A MASER-ek ma lehetővé teszik a rádiókészülék instrumentális zajainak szinte tökéletes megszüntetését. Elkerülhetetlenül számolnunk kell azonban a külső eredetű rádiósugárzással. Az ionoszféra reflektáló volta miatt elsősorban a deciméteres hullámok jönnek számításba. 1 m hullámhossz felett a galaktikus zaj, 1 cm alatt az ionoszféra erős sugárzása reménytelenné teszi a csillagászati értelemben vett távolsági összeköttetést. A deciméteres tartományban a háttérsugárzás kisebb, mint ami $20^\circ K$ hőmérsékleten uralkodó termikus sugárzásnak megfelelne. Azonban még az is nagy egy földi adó több fényév távolságban észlelhető intenzitásához viszonyítva. Ha azonban igen erősen leszűkítjük a használt frekvenciasávot, a természetes zajnak ide csak igen kis hányada jut, viszont belemegy az egész leadott jelteljesítmény. Így e szűk sávon belül a jel kibukkan a zaj fölé. Mik a mai technika lehetőségei? A Millstone Hill $370 m^2$ felületű antennájával hoztak létre radarvisszhangot a Vénuszról. A MASER $10^\circ K$ hőmérsékletnek megfelelő zajú. A kisugárzott teljesítmény 10^{10} watt. Ha $\Delta\nu = 10$ hertz sáv szélességet fognak ki ($\nu \sim 10^{10}$ hertz mellett ez 10^{-10} -es precizitás!) és ugyancsak 1 hertz pontossággal tudják stabilizálni ezt a frekvenciát 100 sec időtartamra, akkor az adás hasonló eszközökkel 8,7 fényév távolságból vehető!

Már konkrét kivitelezés alatt áll egy OZMA nevű berendezés, amely alkalmas a τ Ceti távolságából hasonló teljesítménnyel kisugárzott jelek vételére. (A név OZ-ből, a mesebeli ország nevéből, és a MASER szó kezdőhangjaiból van felépítve.) A tervek szerint a vevő felváltva a kiszemelt csillag irányából, ill. a mellől, az égből nem kitüntetett helyéről érkező jeleket fogja regisztrálni.

Egy másik terv szerint Struve a greenbanki rádiótávcsövön jeleket kíván küldeni bizonyos időközönként egyes kiszemelt csillagok felé, a néhány évtized múlva visszaérkező válasz reményében.

Természetesen itt számos érdekes probléma merül fel. Elsősorban a szűk sáv szélesség miatt nem szabad erősen modulált hullámot alkalmazni, így egy jel átvitele több másodpercig tart ($t > \frac{1}{\Delta\nu}$). Ez nem baj, hiszen van idő, legfeljebb nem televíziós közvetítéssel kezdjük a kapcsolat felvételét.

A másik kérdés: hogyan kell megválasztani az adás és vétel igen keskeny sávját a milliárd lehetőség közül, hogy némi esélye legyen a feltételezett értelmes lények által használt frekvenciasáv megtalálásának? Ezzel kapcsolatban ötletes javaslat született meg. Ismeretes módon van a hidrogénatomnak egy 21 cm hullámhosszú, igen éles színeképvonala, amely akkor emittálódik, ha az alapállapotú atomban az elektron spinje a protonéhoz viszonyítva átugrik. Ez a hullámhossz igen intenzív tanulmányozás tárgyát képezi a földi rádiócsillagászok körében, ezzel térképezik fel a Tejútrendszer hidrogénfelhőinek helyzetét, mozgását, a spirális karok rendszerét. Feltehetően foglalkoznak

vele a feltételezett idegen bolygó feltételezett csillagászai is. Ezért azt kellene megpróbálni, hogy az üzenetvivő frekvenciasávot a 21 cm-es hidrogénvonalától különböző, de ahhoz igen közeli spektrumtartományban jelöljék ki.

És mik legyenek azok a jelek, amelyet elsőnek küldünk ismeretlen, de talán létező és üzenetünket felfogó testvéreink felé? Valami olyan jelre volna szükség, amelyik egyszerű, intenzív háttér mellett is világosan fogható, tehát minimális információtartalmú. Mégis félreérthetetlenül tanuskodik arról, hogy útnakindító értelmes és választ váró emberek,

nem pedig valamilyen ismert vagy ismeretlen, spontán bekövetkező természeti tűnemény. Csak egy javaslatot említek meg: az első prímuszok Morse-jeleit.

Lehet, hogy 21 év múlva válasz érkezik majd a τ Ceti irányából, mondjuk a Ludolf-féle szám jegyei kettes számrendszerben? Igen kicsiny matematikai valószínűségű események kedvező összetalálkozására volna ehhez szükség. Mostani fizikai tudásunk szerint azonban többez irányban nem nagyon tehetünk, és elvégre az egész fizikailag nem eleve lehetetlen.

M. Gy.

Fényhullámok dinamikájáról*

Newton, a fény általa felállított részecskeelméletében, — amint az jól ismeretes — a következő gondolatmenet alapján kísérte meg a fénytörés jelenségének értelmezését. Tegyük fel, hogy egy törőközeg sík határfelületét a beeső „fényrészecskék” párhuzamos nyalábjába éri. Jelöljük egy fényrészecske impulzusát a vákuumban P_0 -lal, a közegbe való behatolás után pedig P -vel. Newton feltette, hogy a fényrészecskékre a törőközeg felületén az n belső normálissal párhuzamos erő hat. Ez az erő a fényrészecske impulzusának n -nel párhuzamos összetevőjét változtatja meg; az n -re merőleges összetevőt változatlanul hagyja:

$$(\mathbf{P}_0 \times \mathbf{n}) \times \mathbf{n} = (\mathbf{P} \times \mathbf{n}) \times \mathbf{n},$$

vagy

$$P_0 \sin \alpha = P \sin \beta. \quad (1)$$

Itt α az \mathbf{n} és \mathbf{P}_0 , β pedig az \mathbf{n} és \mathbf{P} vektorok közbezárt szögét jelöli. Newton feltételezte, hogy a P_0 és P impulzusok, valamint a megfelelő sebességek között a részecskék mechanikájából ismert alakú összefüggések állnak fenn:

$$P_0 = mc, \quad P = mv, \quad (2)$$

ahol c és v a vákuumbeli, ill. a közegbeli fénysebességet jelöli, m pedig a fényrészecske tömegét. Az (1–2) egyenletekből m , valamint P/P_0 kiküszöbölése útján a Snellius–Descartes-féle törési törvényt kapjuk:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (3)$$

ahol

$$n = \frac{v}{c}. \quad (4)$$

A közegbeli v fénysebesség közvetlen meghatározására végzett mérésekből azonban kiderült, hogy a (4) egyenlet nem helyes. A szereplő mennyiségek között ehelyett a következő összefüggés áll fenn:

$$v = \frac{c}{n}. \quad (5)$$

* Megjelent: American Journal of Physics, 28 (1960) 85.

A fény hullámelméletének általános sikere után a fenti okoskodást, melyben fényrészecskékre történik hivatkozás, — úgy vélhetnénk — teljes egészében el kell vetnünk. A következőkben azonban látni fogjuk, hogy a fényhullámok (hullámcsomagok) dinamikai viselkedését figyelemmel kísérve, a fenti okoskodáshoz bizonyos fokig hasonló módon, a fénytörés törvényére dinamikai magyarázatot adhatunk.

Most következő megfontolásaink azért is érdeklődésre tarthatnak számot, minthogy összefüggenek azzal a több mint fél évszázados vitával, mely akörül folyik, vajon Abraham vagy Minkowski energia-impulzus-tenzora tükrözi hűvebben az elektromágneses tér dinamikai viselkedését polárizható közegben. A két energia-impulzus-tenzor különbözősége lényegében annak folyománya, hogy Abraham, ill. Minkowski eltérő kifejezéseket javasoltak az elektromágneses tér polárizható közegben érvényes impulzussűrűségére.

Max Abraham azt a feltevést tette, hogy az elektromágneses tér \mathbf{G} impulzussűrűsége a törőközeg belsejében az \mathbf{E} elektromos és a \mathbf{H} mágneses térerősségnek ugyanolyan alakú kifejezése, mint vákuumban:

$$\mathbf{G}^A = \frac{1}{4\pi c} \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (6)$$

Hermann Minkowski ehelyett egy más kifejezést javasolt, mely az előbbtől az $\epsilon\mu$ szorzóban különbözik:

$$\mathbf{G}^M = \frac{\epsilon\mu}{4\pi c} \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (7)$$

Itt ϵ a dielektromos állandó, μ a mágneses permeabilitás; feltételezzük, hogy a közeg homogén, izotróp és nemdiszpergáló.

Síkhullám esetén (6)-ból a következő kapcsolat adódik a \mathbf{G} impulzussűrűség, az $u = (\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2)/8\pi$ energiasűrűség, valamint a v terjedési sebesség között ($v = c/n$, $n = (\epsilon\mu)^{1/2}$):

$$\mathbf{G}^A = \frac{u}{c^2} v \mathbf{e}. \quad (6a)$$

Ha viszont (7)-et vesszük alapul, ehelyett a

$$\mathbf{G}^M = \frac{u}{v} \mathbf{e} \quad (7a)$$

összefüggésre jutunk. (\mathbf{e} a terjedési irányba mutató egységvektort jelöli.)

Vegyünk szemügyre most egy hullámcsoportot, mely kiterjedésén belül jó közelítésben síkhullámnak tekinthető. Írjuk fel a hullámcsoport $\mathbf{P} = \int \mathbf{G} dV$ impulzusának és $E = \int u dV$ energiájának kapcsolatát. (Itt $\int \dots dV$ a hullámcsoport által elfoglalt térfogatra kiterjesztett integrálást jelöl.) (6a) alapján a kapcsolat a

$$P^A = \frac{E}{c^2} v \quad (6b)$$

alakúnak adódik, ha viszont (7a)-t vesszük alapul,

$$P^M = \frac{E}{v} \quad (7b)$$

összefüggésre jutunk. Vákuumban természetesen mind Abraham, mind Minkowski feltevése alapján ugyanazt az eredményt kapjuk:

$$P_0^A = P_0^M = \frac{E}{c}. \quad (8)$$

Eredményeink birtokában azt gondolhatnánk, hogy a fénytörés jelenségével kapcsolatban a következőképpen érvelhetünk^{1,2}. Az Abraham feltevése alapján kapott (6b), (8) egyenletek P és v , ill. c között (2)-vel analóg alakú kapcsolatot létesítenek; a fényrészecske m tömegének szerepét a hullámcsoport E energiájához tartozó E/c^2 tömeg veszi át — összhangban az energia tehetetlenségének Einstein—Planck-féle törvényével. A (2) egyenletek alapján azonban a helytelennek bizonyult (4) összefüggésre jutottunk. — Ugyanakkor a Minkowski feltevése alapján kapott (7b) egyenlet nem áll összhangban a Planck—Einstein-tétellel. Mindazonáltal, ha az (1) egyenletbe az impulzus Minkowski szerint érvényes (7b), (8) értékeit helyettesítjük, a Snellius—Descartes-törvény mellett megkapjuk a v terjedési sebesség és az n törésmutató kapcsolatát helyesen kifejező (5) összefüggést.

Érvelésünk — úgy látszik — azt az eredményt adta, hogy a térimpulzus sűrűségének csupán (7) alatti, Minkowski-féle definíciója van összhangban a fénytörésre és a fény törőközegbeli sebességére vonatkozó tapasztalati tényekkel.

Gondosabb vizsgálattal azonban meggyőződhetünk róla, hogy a bemutatott érvelés meg nem engedett lépést tartalmaz s így félrevezető. Körültekintőbben eljárva megmutathatjuk, hogy Abraham (6) feltevése alapján ugyancsak lehetséges a fénytörés kifogástalan elemi dinamikai értelmezése. Sőt, azt találjuk, hogy Minkowski felfogása igen ésszerű és fontos követelményekkel áll ellentétben, míg Abraham felfogását elfogadva az összhang ezen alapvető követelményekkel megőrizhető. Az egyik ilyen követelményt, melynek csak az impulzussűrűség (6) alatti Abraham-féle definíciója felel meg, már említettük: ez az energia tehetetlenségének Einstein—Planck-féle posztulátuma. Egy másik ésszerű követelmény: a tér által

a polárizható közegre kifejtett ponderomotoros erő kifejezésének tartalmaznia kell a közegben kialakuló polarizációs áramokra ható Lorentz-erőt. Amint a következőkben látni fogjuk, a ponderomotoros erősűrűségnek az Abraham-féle feltevés alapján kapott alakja számot ad erről a jelenségről, a Minkowski-féle erősűrűség viszont nem.

A ponderomotoros erő kifejezése függ attól, hogy milyen alakúnak feltételezzük a térimpulzus sűrűségének kifejezését. Ha Abraham javaslatát, vagyis az impulzussűrűség (6) alakját fogadjuk el, úgy egy eltűnő mágneses permeabilitású, nemdiszpergáló, izotróp törőközegben, melyben szabad töltések, valamint vezetési áramok nincsenek jelen, az egységnyi térfogatra ható ponderomotoros erőre a következő kifejezést kapjuk³:

$$\mathbf{f}^A = -\frac{\mathbf{E}^2}{8\pi} \text{grad } \varepsilon + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\varepsilon - 1}{4\pi c} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \right]. \quad (9)$$

Ha viszont a Minkowski javasolta (7) definíciót fogadjuk el helyesnek, (9) második tagja nem lép fel, s így a ponderomotoros erősűrűsége a

$$\mathbf{f}^M = -\frac{\mathbf{E}^2}{8\pi} \text{grad } \varepsilon \quad (10)$$

kifejezés adódik.

A törőközegbe behatoló fényhullám impulzusát a közegre kifejtett ponderomotoros erő reakcióereje változtatja meg. A (10) alatti Minkowski-féle erőképlet megfelel Newton feltételezésének, mely szerint a „fényrészecskére” (melynek helyére most a hullámcsoport lépett) ható erő merőleges a közeg határfelületére. A (9) alatt felírt Abraham-féle erősűrűségben azonban az utolsó tag a fény terjedési irányával párhuzamos, s így Newton feltételezése ez esetben nem teljesül. Ha tehát Abraham felfogását vesszük alapul, az előzőkben alkalmazott gondolatmenetet módosítanunk kell, tekintetbe véve a közegnek átadott impulzus érintőleges összetevőjét. A behatoló fényhullám a határfelület \mathbf{n} normálisára merőleges irányú impulzust csupán (9) második tagja révén ad át a közegnek (a (9) kifejezés első tagja — éppúgy, mint (10) — \mathbf{n} -nel párhuzamos). Az előzőkben tett feltevéseink alapján a (9) erősűrűség második tagját közelítőleg a következő alakba írhatjuk:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\varepsilon - 1}{4\pi c} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \right] = \frac{n^2 - 1}{nc} \frac{\partial u}{\partial t} \mathbf{e}. \quad (11)$$

E kifejezést a közeg térfogatára integrálva megkapjuk a közegre ható erőt:

$$\frac{n^2 - 1}{nc} \int \frac{\partial u}{\partial t} dV \mathbf{e} = \frac{n^2 - 1}{nc} \frac{d\varepsilon}{dt} \mathbf{e}. \quad (12)$$

Itt $\varepsilon(t)$ az elektromágneses energiának az a része, mely a t pillanatig a közegbe behatolt. Az átadott impulzust (12) idő szerinti integrálja szolgáltatja:

$$\frac{n^2 - 1}{nc} \int \frac{d\varepsilon}{dt} dt \mathbf{e} = \frac{n^2 - 1}{nc} E \mathbf{e}. \quad (13)$$

Itt E a közegbe behatolt teljes hullámcsoport energiája.

Eredményünk alapján felírhatjuk a közegnek átadott P_k impulzus \mathbf{n} -re merőleges összetevőjét:

$$P_{k\perp} = \frac{n^2 - 1}{nc} E \sin \beta.$$

A vákuumból beeső hullámcsoport azon részének \mathbf{n} -re merőleges impulzuskomponense, mely a határfelületen visszaverődik, a visszaverődés során nyilvánvalóan nem változik meg. Ha tehát az impulzus \mathbf{n} -re merőleges összetevőjére kívánjuk felírni a megmaradási törvényt, elegendő a hullámcsoportnak azt a részét tekintetbe vennünk, amely végül behatolt a törőközegbe. A hullámcsoport ezen részének járuléka az impulzus vákuumbeli értékéhez $P_0 = E/c$. Minthogy okoskodásunkban Abraham felfogását vettük alapul, a közegbe behatolt hullámcsoport P impulzusára a (6b) képletet kell használnunk. Írjuk fel most az impulzus megmaradását kifejező egyenletet a \perp összetevőre:

$$P_{0\perp} = P_{\perp} + P_{k\perp},$$

$$\frac{E}{c} \sin \alpha = \frac{E}{c} \left(\frac{1}{n} + \frac{n^2 - 1}{n} \right) \sin \beta.$$

Ez, amint azt egyszerű átalakítással beláthatjuk nem más, mint a (3) törési törvény, és itt $nv = c$.

Most bemutatott megfontolásaink lehetőséget nyújtanak, hogy fényt derítsünk egy másik problémára, amely Jauchnak és Watsonnak a polárizható közegek kvantumelektrodinamikájára vonatkozó munkájában merült fel.⁴ E szerzők a Cserenkov-sugárzással kapcsolatban a következőképpen érvelnek. Az impulzussűrűség (7) Minkowski-féle kifejezését alapul véve, a részletes megfontolások szerint az adódik, hogy egy törőközegben tovahaladó elektromágneses hullám energiája a közeghez képest c/n -nél nagyobb sebességgel mozgó vonatkoztatási rendszerben *negatív* értéket vesz fel. Ennek a körülménynek Jauch és Watson szerint lényeges szerepe van a Cserenkov-sugárzás értelmezésénél. Vegyünk szemügyre — e szerzőket követve — egy elektront, amely a közeg belsejében c/n -nél nagyobb sebességgel mozog (a közeghez képest). Az elektronnal együttmozgó megfigyelő szempontjából a Cserenkov-emisszió folyamata a következőképpen folyik le. Az emisszió előtt az elektron visszalökődik, s így mozgási energiája zérusról egy *pozitív* értékre növekszik. Úgy látszik, hogy az energiamegmaradás tétele csak úgy teljesülhet, ha a kibocsátott hullámcsoport energiája *negatív*. Ez a Minkowski-féle felfogás alapján így is van; ugyanakkor meg lehet mutatni, hogy az impulzussűrűség (6) alatti Abraham-féle kifejezését helyesnek elfogadva, az elektromágneses tér energiasűrűségére határozottan pozitív kifejezés adódik. Jauch és Watson ezen érvelése alapján úgy látszik, hogy a Minkowski-féle felfogás az egyedül helyes, az Abraham-féle pedig helytelen s így elvetendő.

Ez az érvelés azonban a gondosabb vizsgálat fényében nem állja meg a helyét. Ezt a fénytörés esetében alkalmazotthoz hasonló gondolatmenettel mutathatjuk meg. Az Abraham-féle felfogást alapul véve az energia és impulzus megmaradási tételének alkalmazásánál a (9) kifejezés második tagját is — melyet Abraham-féle erőnek nevezhetünk — tekintetbe kell vennünk.

Írjuk fel az elektronnak a közeghez rögzített rendszerben érvényes e energiája és p impulzusa között fennálló relativisztikus összefüggést: $e^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$. Innen a

$$\Delta e / \Delta p = v \quad (14)$$

összefüggés adódik az elektron energiájának Δe és a mozgásirányba eső impulzuskomponens Δp megváltozása között; itt $v = c^2 p / e$ az elektron sebessége. Az impulzusmegmaradás tétele szerint Δp egyenlő a fénycsoport által elvitt, (6b) alatt felírt $P = E/cn$ impulzus, valamint a közegnek átadott, (13) alatt meghatározott $[(n^2 - 1)/nc] E$ impulzus negatív előjellel ellátott összegének $\cos \vartheta$ -szorosával. Itt ϑ a kibocsátott fénycsoport terjedési irányának az elektron (eredeti) mozgásirányával bezárt szöge. Írható tehát:

$$\Delta p = - \frac{E}{c} \left(\frac{1}{n} + \frac{n^2 - 1}{n} \right) \cos \vartheta.$$

A (14) összefüggést, valamint az energia megmaradását kifejező $\Delta e = - E$ egyenletet felhasználva, innen a

$$\cos \vartheta = \frac{c}{nv}$$

eredményre jutunk. Ez éppen a Cserenkov-sugárzás kibocsátásának irányát megszabó, a megfigyelések által igazolt, jól ismert képlet. — Eredményünkben természetesen következik, hogy a megmaradási tételek az elektronnal együttmozgó rendszerben is teljesülnek. Könnyű számítással meggyőződhetünk róla, hogy itt a kibocsátott fényt pozitív energiáját, valamint az elektron visszalökődéskor felvett mozgási energiáját a (rendszerünkben mozgó) közegnek a (12) Abraham-féle erővel szemben végzett munkája fedezi.⁵

A fentiekben megbeszélt két jelenség tárgyalása mutatja, hogy a törőközegben haladó fénycsoportok viselkedése szempontjából fontos szerepe van a (12) Abraham-féle erőnek. A következő megfontolásunkban ezen erő fizikai jelentésének megvilágításával szeretnénk rámutatni: komoly érv szól amellett, hogy Abraham (9) alatti erő-törvényét fogadjuk el helyesnek, a (10) Minkowski-féle képlettel szemben. — A Lorentz-féle elektronelmélet fényében nem lehet kétségünk afelől, hogy a vezetési áram és a polarizációs áram között elvi szempontból nem tehető különbség. A helyes erő-törvénynek tehát tartalmaznia kell a polarizációs áramokra ható Lorentz-féle erő-sűrűséget:

$$\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{P}}{dt} \times \mathbf{H}. \quad (15)$$

[Itt $\mathbf{P} = (\varepsilon - 1) \mathbf{E} / 4\pi$ az egységnyi térfogatban foglalt dipólmomentum.]

A (10) alatti Minkowski-féle erősűrűség nyilván nem foglalhatja magában a (15) kifejezést, hiszen (10)-ben sem a mágneses térerősség, sem pedig időszerinti derivált nem szerepel. A (9) Abraham-féle erőtvénnyből ugyanekkor minden külön feltevés nélkül megkaphatjuk a kívánt (15) tagot. A $d\mathbf{H}/dt = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}$ Maxwell-egyenletet és a $-(\mathbf{E}^2/8\pi) \operatorname{grad} \varepsilon = (\mathbf{P} \operatorname{grad}) \mathbf{E} - \frac{1}{2} \operatorname{grad} (\mathbf{E} \mathbf{P}) + \mathbf{P} \times \operatorname{rot} \mathbf{E}$ vektoranalitikai azonosságot felhasználva a (9) erősűrűsége a következő új alakot kapjuk:

$$\mathbf{f}^A = \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{P}}{dt} \times \mathbf{H} + (\mathbf{P} \operatorname{grad}) \mathbf{E} - \frac{1}{2} \operatorname{grad} (\mathbf{E} \mathbf{P}).$$

Itt az első tag a polarizációs áramra ható Lorentz-erőt leíró, kívánt kifejezés; a második tag pedig az inhomogén erőterben dipólusokra ható erő-

sűrűség ismert alakja. A harmadik tag a közeg egész térfogatára integrálva zérus eredőt ad, s inkompresszibilis közeg esetén az általa végzett teljes munka is zérus. Ez a tag a közeg polarizált állapotának fenntartásával kapcsolatos és csupán az elektrosztrikciós jelenségeknél jut neki lényeges szerep.⁶

Györgyi Géza

IRODALOM

1. Békéssy A., Freud G., Marx Gy., Nagy K.: Elméleti Fizikai Feladatok. 305. l. Tankönyvkiadó, Budapest, 1951.
2. M. Strauss: Tagungsbericht des I. Internationalen Kolloquiums der Hochschule für Elektrotechnik, Ilmenau.
3. Novobódtzky K., Neugebauer T.: Elektrodinamika. Tankönyvkiadó, Budapest, 1950.
4. J. M. Jauch, K. M. Watson: Phys. Rev. 74, 950, 1485 (1948).
5. Györgyi G.: Magyar Fizikai Folyóirat, 3, 369 (1955).
6. Györgyi G.: Magyar Fizikai Folyóirat, 5, 187 (1957).
7. G. Marx, G. Györgyi: Acta Phys. Hung. 3, 213 (1954).
8. Györgyi G.: Magyar Fizikai Folyóirat, 2, 255 (1954).

Reális kristályok szerkezete

III. A diszlokációk

Közismert dolog, hogy a szilárd (kristályos) testek hidegen is alakíthatók. Felvetődik a kérdés, hogy miképpen lehet elképzelni a kristály képlekeny alakítását a kristályszerkezet fenntartása mellett. Az erre vonatkozó vizsgálatokat ismertetjük a következőkben. A szilárd test alapvető mechanikai tulajdonságait a 20-as években az ideálisan felépített kristályrács alapján igyekeztek megmagyarázni. Frenkel (1) feltételezte, hogy mechanikai igénybevételeknél az elmozdulás egyszerre megy végbe a kristály egész keresztmetszetén. Elképzelései alapján a magyar származású Orowan (2) egyszerű módon kiszámította azt a

maximális nyíró feszültséget, amelynek a rács még képes ellenállni. Legyen a szomszédos atom-síkok közti távolság d , és a két szomszédos atom távolsága a (1. ábra). Ha egy σ nyíró feszültség hat a csúszási iránnyal párhuzamosan, akkor a két szomszédos atomsík egymáshoz képest elmozdul, legyen az elmozdulás x . Világos, hogy a σ az x -nek a szerint periodikus függvénye. Egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy az összefüggés a nyíró feszültség és az elmozdulás között sinusos:

$$\sigma = \sigma_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi x}{a}$$

Kis elmozdulásoknál, ahol $x \ll a$

$$\sigma = \sigma_{\max} \cdot \frac{2\pi x}{a}$$

viszont Hooke törvénye szerint:

$$\sigma = \mu \frac{x}{d},$$

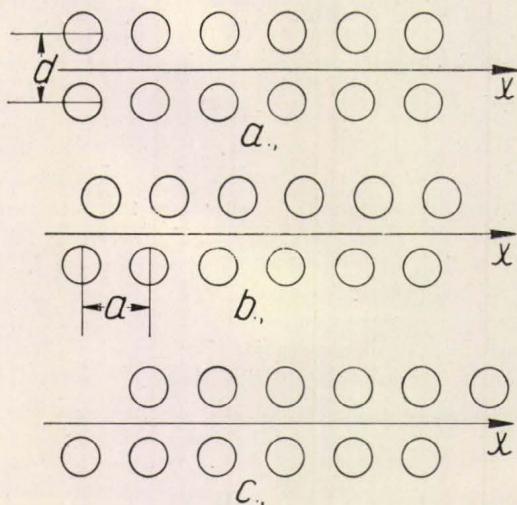
ahol μ a nyírási modulusz. Így σ_{\max} -ra kapjuk:

$$\sigma_{\max} = \frac{a}{d} \cdot \frac{\mu}{2\pi} \approx \frac{\mu}{2\pi}$$

mivel $a \approx d$.

Más szerzők pontosabb számításokat végezve a kritikus nyíró feszültségre $\frac{\mu}{30}$ értéket kaptak (3).

Ennél a kisebb értéknél is néhány nagyságrenddel

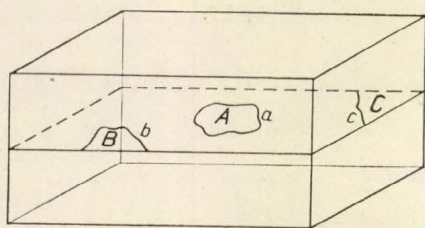


1. ábra. A kritikus nyíró feszültség kiszámításához

kisebbség a kísérleti úton nyert értékek. Pl. arany esetében $\mu = 2820 \text{ kp/mm}^2$, míg a mért kritikus nyíró feszültség $0,09 \text{ kp/mm}^2$. A kritikus szakító feszültségre is a számítások 100-szor, 1000-szer nagyobb értéket adtak, mint a kísérletek. Vajon hol keresendő az elméleti és kísérleti értékek különbözőségének az oka? Először ezt az okot tisztán hipotetikusán a kristályrács tökéletlenségeiben keresték. Ismeretes, hogy különféle rácshibák vannak. A mechanikai tulajdonságok vizsgálatával kapcsolatban különösen a vonalszerű rácshibák, az ún. diszlokációk szerepe domborodott ki. A következőkben a diszlokációkkal fogunk foglalkozni.

A diszlokáció fogalma és jellemzői

Képzeli el egy kristály két, egymás fölötti atomokkal telt síkját. Ha eme hálózati síkok mentén a kristály két része elmozdul egymáson, akkor az elmozdulás nem a teljes síkon, hanem annak csak egyes részein jön létre (2. ábra). A csúszási

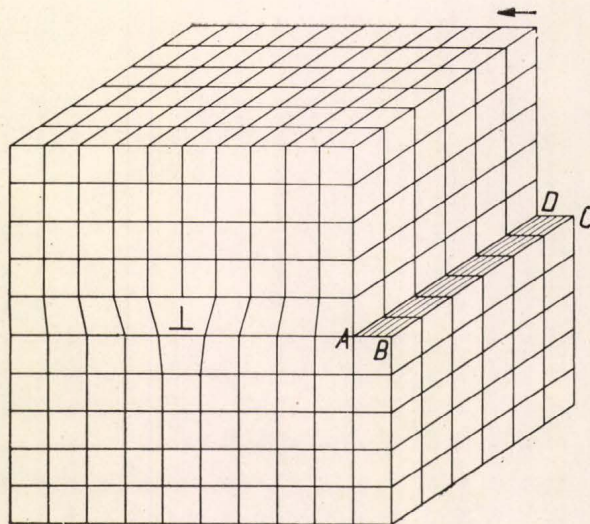


2. ábra. A, B, C megcsúszott területek a csúszási síkban, a, b, c a diszlokációs vonalak

síkokon az atomok rugalmasan kapcsolódnak egymáshoz, és ugyanilyen a kapcsolat a csúszási síkra merőleges hálózati síkok atomjai között is. Az atomok hőmozgásától most eltekintünk. Az A, B, C-vel jelölt elcsúszott területek nagy részén s azonkívül az atomok majdnem mindenütt fedésben lesznek. Csak az a, b, c-vel jelölt kontúrok mentén keletkezik rác-zavar, amely néhány atomtávolságnyi szélességre terjed ki csupán. Ezeket a vonalszerű alakzatokat, amelyek elválasztják a megcsúszott és a meg nem csúszott területeket egymástól, diszlokációs vonalaknak, röviden diszlokációknak nevezzük. Legfőbb jellemzője egy ilyen diszlokációnak egy vektor, az ún. Burgers vektor \vec{b} , amely az elcsúszás mértékét adja meg. Mivel az elmozdulás a rácsban mindig nyugalmi helyzetek között történik, a \vec{b} Burgers vektor a translációs vektornak egész számú többszöröse. A legkisebb csúszás esetén a \vec{b} értéke egy rácsállandóval egyenlő. Ilyenkor egységnyi csúszásról, ill. egységnyi erősségű diszlokációról beszélünk.

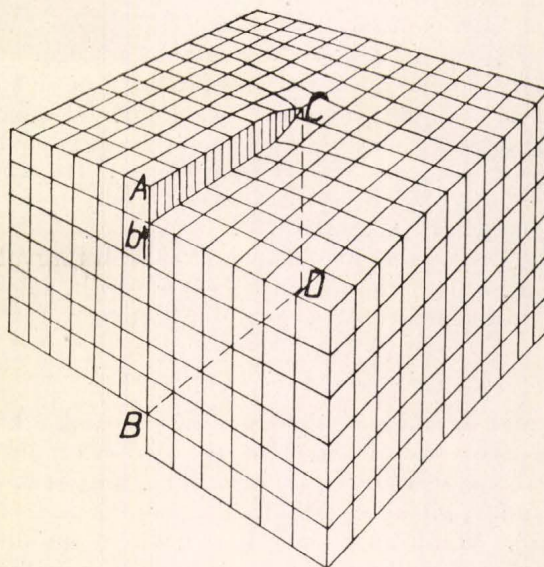
A diszlokációs vonal, vagy zárt görbe a kristályon belül, vagy a kristály egyik határfelületétől a másikig terjed, de sohasem végződik a kristályban, amint ez a geometriai természetéből következik.

Két nevezetes, jól tanulmányozott és nagy jelentőségű diszlokációval fogunk a következők-

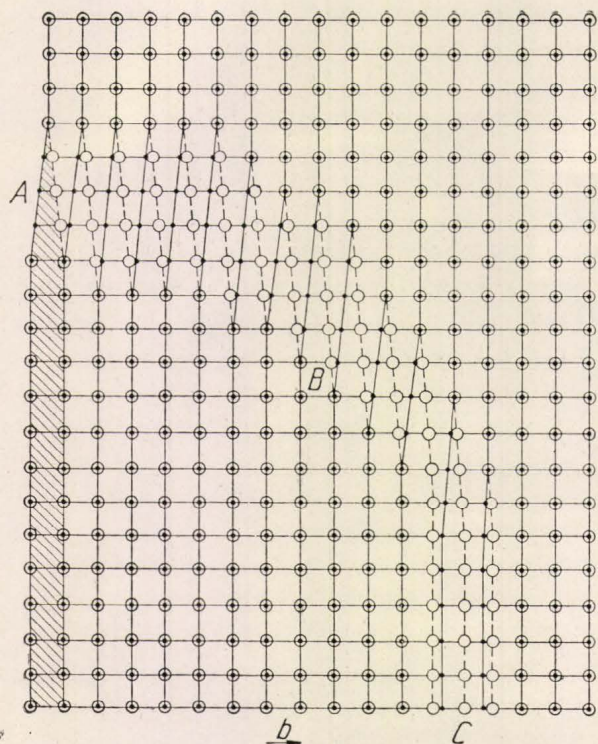


3. ábra. Szegélydiszlokáció a kristályban

ben foglalkozni. Az egyik diszlokációfajta az ún. szegélydiszlokáció. Ennek még több elnevezése is használatos, mégpedig: éldiszlokáció, vonaldiszlokáció, noniuszdiszlokáció, Taylor-féle, ill. Orowan-féle diszlokáció. Képzeli el, hogy az A, B, C, D sík mentén a kristály felső része elcsúszik, mivel a csúszás nem megy végig az egész kristályon, a felső kristályrészben egy „fölsőleges” hálózati fél-sík keletkezik (3. ábra). A vonaldiszlokáció ennek az extra fél-síknak a szegélye. Az ábrán a diszlokációnak a felületre való kibukkanási pontját egy speciális jellel tüntettük fel: \perp ; a jel függőleges része az extra fél-sík, a vízszintes része pedig a csúszási sík irányába mutat. Megállapodás szerint pozitívnak nevezzük a szegélydiszlokációt, ha az extra fél-sík a csúszási sík felett van (\perp), negatívnak, ha a csúszási sík alatt van (∇). Az ábrából látható az is, hogy a szegélydiszlokációnál a \vec{b} Burgers-vektor merőleges a diszlokációs vonalra.



4. ábra. Csavardiszlokáció a kristályban



5. ábra. Az atomok elrendeződése kevert jellegű diszlokációnál. A fehér, ill. fekete körök a két szomszédos rácssík atomjait jelölik [(13) után]

A másik nevezetes diszlokáció a Burgers- vagy csavardiszlokáció. A csavardiszlokációval kapcsolatos csúszási folyamatot a 4. ábrán szemléltetjük. A kristályt az A, B, C, D sík mentén CD vonalig bevágjuk, majd a két részt egymáshoz képest elcsúsztatjuk. A CD vonal, ill. ennek atomi méretű környezete lesz a csavardiszlokáció. Az elnevezés onnan származik, hogy a deformált hálózati síkok egyetlen csavarfelületet képeznek a kristályban, amely mentén haladva az egész kristály bejárható. A csavardiszlokációknál a Burgers-vektor a diszlokációval párhuzamos.

A diszlokációk nem kizárólag csavar- vagy szegélydiszlokációk; a Burgers-vektor szög alatt is állhat a diszlokációs vonalhoz, ekkor a diszlokáció szegély- és csavar összetevőkkel bír. Az 5. ábra egy kevert jellegű diszlokációs vonal mentén mutatja az atomok elrendeződését. Itt az A helyen csavar-, B helyen vegyes-, C helyen tisztán szegélyjellegű a diszlokáció.

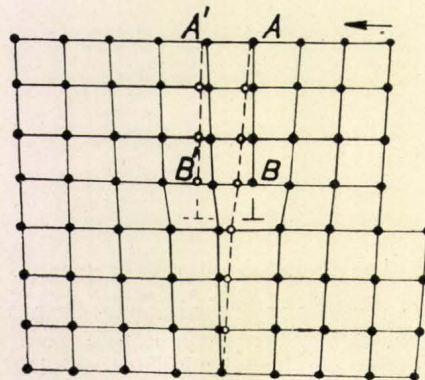
A diszlokáció fogalmának exaktabb tárgyalása az ún. Burgers-féle körüljáráson alapszik, amelyre itt csak utalhatunk (l. Cottrell (3), Seeger (4) stb.).

A diszlokációk mozgása

Már az eddigiek alapján is rátérhetünk a kritikus nyíró feszültség elméleti és kísérleti értéke közti nagy eltérés magyarázatára. Vegyünk egy kristályt, amely szegélydiszlokációt tartalmaz (6. ábra). Az ábrán a szegélydiszlokáció kiindulási helye a B pontnál van. Nyíró feszültség hatására az atomok kis eltolódása megy végbe, mint a

pontozott vonal mutatja, s az extra félsík új helyzete az $A'B'$ lesz. Figyeljük meg, hogy az AB extra félsík nem tolódott el, csupán átadta szerepét a szomszédos $A'B'$ síknak. Ha a külső erők továbbra is működnek, a diszlokáció tovább mozog balfelé; kijut a kristály határára és egy rácsállandónyi lépcsőt képez. A diszlokáció mozgékonyágát a következő tényezők szabják meg: az extra félsík miatt a rácsatomok kissé eltolódtak az eredeti helyzetükből, de oda igyekeznek visszatérni, ezért a diszlokáció előtt levő atomok gátolni igyekeznek a diszlokáció mozgását, a mögöttes atomok viszont teljes rácsperiódusnyi eltolódásra törekszenek, azaz elősegítik a diszlokáció mozgását. Ha az elől és hátul elhelyezkedett atomok hatása kb. egyforma, a diszlokáció már minimális kis feszültségnél elmozdulhat. Peierls (4; 5) számításai egészen pontosan megadják ezt a kis feszültséget: $\frac{\sigma_{\max}}{\mu} = 4 \cdot 10^{-4}$ és $5 \cdot 10^{-5}$ között. Ezek

az értékek jó összhangban vannak a kísérleti úton nyert értékekkel. Hasonlóan ki lehet mutatni, hogy a csavardiszlokáció is könnyen elmozdulhat.



6. ábra. Szegély diszlokáció mozgása [(13) után]

A fenti megfontolás azonban csak abban az esetben érvényes, ha a diszlokáció egyébként tökéletes kristályrácsban mozog. Akadályok esetén a diszlokáció más, magasabb feszültségeknél mozoghat csak. Ilyen akadályként szolgálnak más diszlokációk és szennyező idegen atomok.

A diszlokációk erőtere

A rács diszlokáció okozta rugalmas torzulása a diszlokáció körül feszültségmezőt létesít. A probléma tárgyalása meglehetősen nehéz, mi itt vázlatosan megmutatjuk egy, a Z -tengellyel párhuzamosan futó, \vec{b} Burgers-vektorú csavardiszlokáció erőterének kiszámítását. Izotróp közegre korlátozódva a rugalmasság differenciál-egyenletei teljesülnek, ha csak a z koordinátának megfelelő ζ eltolódási komponens különbözik nullától és

$$\Delta \zeta = 0.$$

A csavardiszlokációnak megfelelő megoldás:

$$\zeta = -\frac{b}{2\pi} \arctg \frac{y}{x} = -\frac{b}{2\pi} \varphi.$$

Mint látható a megoldás valóban egy csavarfelületnek megfelelő eltolódást reprezentál. A feszültségi tenzor nullától különböző komponensei:

$$P_{zx} = \mu \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\mu b}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2 + y^2};$$

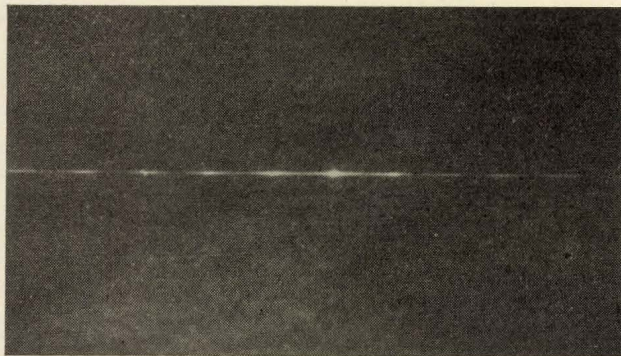
$$P_{zy} = \mu \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\frac{\mu b}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2},$$

hengerkoordinátákban:

$$P_{\varphi z} = \frac{\mu b}{2\pi} \cdot \frac{1}{r}.$$

Ily módon csavardiszlokáció erőterében csak nyírások vannak. Mint a hengerkoordinátás alakból jól látható, a diszlokáció erőtere tengelyszimmetriával bír, azaz nem függ φ -től. Ez azzal kapcsolatos, hogy csavardiszlokáció esetén nincsen extra félsík és a csavardiszlokációnak nincs egy meghatározott csúsztási síkja.

A fentebb kapott egyenletek a diszlokáció erőterét csak közelítőleg írják le, hiszen r -rel nullához tartva, a feszültség végtelen lesz. Ezért a számításokban a diszlokációk közvetlen környezetét egy kis r_0 sugarú körrel mindig kizárják. Az itt elmondottakhoz csatlakozik annak a magyarázata is, hogy nagy Burgers-vektorral bíró csavardiszlokációt tartalmazó túkristályokban a hossz-tengely mentén üreget figyeltek meg (Cézium-kloridnál Webb (6)).



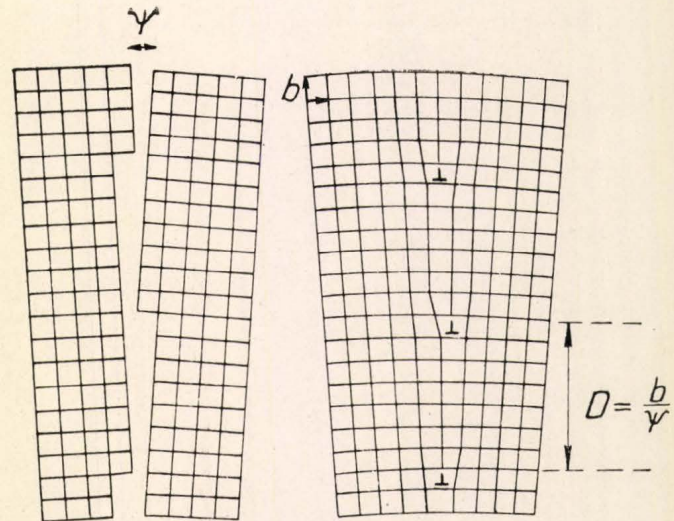
7. ábra. Spirális nátriumklorid túkristály. Eredeti nagyság (saját felvétel)

A csavardiszlokációra merőleges síkokban működő nyíró feszültségek (1. a képletet) egy forgatónyomatékokat hoznak létre. Ez a forgatónyomaték a kristályt elcsavarni igyekszik (7). Vékony túkristályoknál az elcsavarodást meg is figyeltük. A 7. ábra mutat egy ilyen csavart túkristályt; a csavart oszlopnak csak egyes részei tükröznek vissza a fényt (8).

A diszlokációk keletkezése

A diszlokációk keletkezésére több elképzelés is van. Itt csak néhányat említünk meg.

Diszlokációk keletkezhetnek az anyagban már a kristályosodáskor azért, hogy két kristály



8. ábra. Blokkok határán keletkező diszlokációk [(13) után]

összeütközik az oldatban (4; 9), vagy azért, hogy a kristály már egy diszlokációt tartalmazó anyag felületére nő rá (10; 11). F. C. Frank (12) pedig kimutatta, hogy egy vékony kristálylemezben, ha az bizonyos méretet elér, a felhalmozódó szennyeződések egyenlőtlen eloszlása miatt feszültségek keletkeznek, s egy csúszás ezeket feloldja úgy, hogy végeredményben diszlokációk keletkeznek.

Szegély és csavardiszlokációk keletkezhetnek egymáshoz képest csak kissé dezorientált szemcsék, és blokkok összenövésénél (13). A 8. ábra egy egyszerű esetben mutatja a szegélydiszlokációk elhelyezkedését a blokkok összenövésénél. Ha a diszlokációk közötti távolság D , akkor a dezorientáció szögére, ψ -re, mint az ábrából leolvasható, a következő összefüggés adható meg:

$$\psi = \frac{b}{D},$$

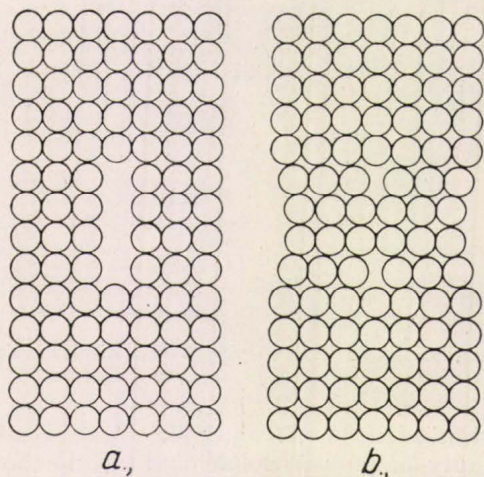
ahol b a Burgers-vektor abszolút értéke. A képlet helyességét maratási és röntgenográfiai módszer egybevetésével először Vogel, Pfann, Corey és Thomas (14) igazolta.

További lehetőség diszlokáció képződésre rácslyukak (vakanciák) kondenzálódása tárcsaszerű üreggá. Ha egy ilyen üreg azután összelapul, egy zárt, gyűrűszerű diszlokációs vonal az ún. prizmatikus diszlokáció keletkezik. A 9. ábra keresztmetszetben mutat egy korongszerű üreget, ill. az üreg összelapulása után keletkezett prizmatikus diszlokációt (15).

Plasztikus deformációkor szintén keletkeznek diszlokációk. Itt ismertetjük a Frank—Read sokszorozódási mechanizmust (16), amely alapvető fontosságú a plasztikus deformációnál.* A diszlokáció keletkezési mechanizmusa megértéséhez vegyünk fel a csúsztási síkban (a rajz síkjában) egy, a P és Q pontokban rögzített szegélydiszlokációt

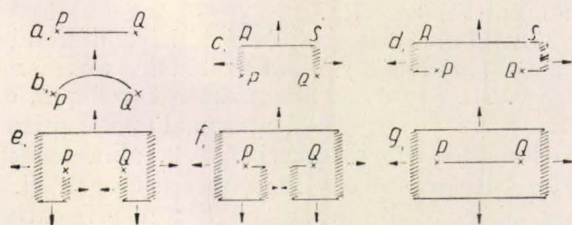
* Legtöbbször ezt a mechanizmust nem a diszlokációk keletkezésénél szokták tárgyalni.

(10. ábra). Megfelelő feszültség alkalmazása esetén a PQ diszlokációból egy görbe vonalú diszlokáció lesz, amely csavarkomponenssel is bír. Az egyszerűség kedvéért helyettesítsük ezt a görbe vonalú diszlokációt egy RS szegélydiszlokációval és két csavardiszlokációval, PR - és QS -vel. Az RS sze-



9. ábra. Rácslyukak kondenzálódása tárcaszerű üreggé (a), a diszlokáció keletkezése (b) [(15) után]

gélydiszlokációnak az alkalmazott feszültség irányába való elmozdulása a csavardiszlokációknak az ellentétes irányba való elmozdulását vonja maga után. De ez azt jelenti, hogy szegélydiszlokációk jelennek meg a P -től balra, ill. Q -tól jobbra, melyek párhuzamosak RS -sel, de ellenkező előjelűek. Ezek az RS -sel ellentétes irányban kezdenek mozogni. Ezen szegélydiszlokációk elmozdulása szintén csavardiszlokációkat eredményez. További fejlődési szakaszokat könnyen lehet követni a 10. ábrán. Végeredményben tehát a PQ szakaszban ismét egy pozitív szegélydiszlokáció keletkezik, de rajta kívül két-két csavar-, ill. szegélydiszlokáció is lesz, melyek a kristályon keresztülhaladva létrehozzák a megfelelő csúszást. A leírt folyamat többször megismétlődhet, tehát egy sokszorozási mechanizmusról van szó.



10. ábra. Frank—Read forrás működése

Ez a Frank—Read-féle sokszorozódási folyamat magyarázza a nagyszámú diszlokáció keletkezését, amely szükséges ahhoz, hogy a kristályon jelentős plasztikus deformáció jöjjön létre.

A Frank—Read forrás a fenti elképzelés alapján végtelen sok diszlokációt eredményezhetne, valójában a diszlokációs forrás megszakítja bizonyos számú diszlokáció keltése után működését,

ha a keletkezett diszlokációk útjuk közben akadályokkal találkoznak, amelyek megakadályozzák mozgásukat. A feltartóztatott diszlokációk erőhatást gyakorolnak az akadályra és a forrásra, amely így nem tudja ellátni feladatát.

A diszlokációk keletkezésének egyéb módjai is lehetnek, de általában a keletkezési mechanizmusok nem tisztázottak (17; 18).

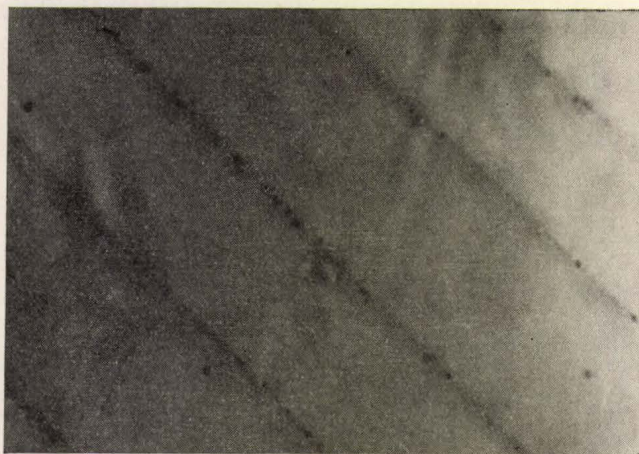
Diszlokációk kimutatása

A kristályok plaszticitását már akkor a diszlokációkkal magyarázták, amikor az egyes diszlokáció megfigyelése és tulajdonságainak vizsgálata még nem volt kidolgozva. Ennek következtében a diszlokációk vizsgálata kb. 15 évig csak elméletileg, vagy a nagy kristályok makroszkopikus viselkedésének tanulmányozásával történt. Egyre égetőbben merült fel az elméleti elképzelések kísérleti alátámasztásának igénye.

Az utóbbi tíz év folyamán sikerült izolálni és megvizsgálni az egyes diszlokációkat dekorálási, maratási, elektronmikroszkópos és röntgen vizsgálati módszerekkel. Az utóbbi kettővel jelenleg nem foglalkozunk.

Igen szép eredményeket hozott a diszlokációk kimutatásában a dekorációs eljárás, amelyet alkali-halogenideknél Amelinckx (19) fejlesztett ki. Az eljárás lényege az, hogy additive színezett egykristályokban a fém a diszlokációk mentén precipitál. A fémrészecskék, amelyek kolloidális méretűek, ultramikroszkopikus megvilágításban szépen fénylenek, és mintegy „kidíszítik” (innen az elnevezés) a diszlokációs vonalakat. A módszer jól használható a kristályban levő diszlokációs hálózatok kimutatására. A 11. ábra csúszási síkokat mutat nátriumklorid kristályban, melyet elektrolitikusan dekoráltak.

A maratási módszer lényege abban áll, hogy összefüggés van a kristály felületén keletkező maratási gödrök és az erre a felületre kibukkanó diszlokációk között. Az oldódás (kémiai reagensekkel

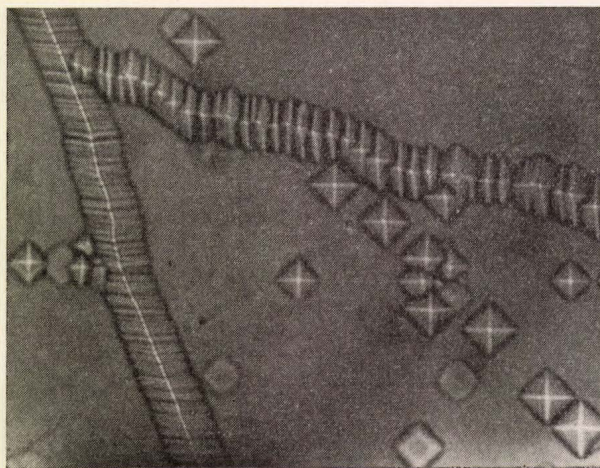


11. ábra. A csúszási síkok, elektrolitikusan dekorált nátriumkloridban. Nagyítás: 150-szeres (Kiss József felv. ÉKMUE Kis. Fiz. tsz.)

történő maratás) és a kristály párolgása (termális maratás) mindenekelőtt a rács hibás helyein indul meg. Ilyen hely a diszlokációk felbukkanási pontja a felületen. A kémiai reagenssel történő maratással sokatmondó eredményeket lehet elérni. Meg lehet pl. mutatni a szemcse határain levő diszlokációkat. A 12. ábra két szemcsehatárt is mutat erősen különböző diszlokációsűrűséggel, mely az egyes szemcsék különböző nagyságú orientáció eltérésére mutat. Ugyanezen az ábrán láthatjuk, hogy az egyedi diszlokációkat jelölő maratási gödröcskék nem egyforma nagysok, a szennyezések ugyanis elősegíthetik (más esetben gátolhatják) az oldódást, s így a régebben keletkezett (as grown) diszlokációkhoz, melyekhez már több szennyezés diffundált, mint az újabban keletkezettekhez, (plasztikus deformációval bevittekhez) nagyobb maratási gödör tartozik. Érdekes még azt is meg nézni ezen a képen, hogy vannak üres gödröcskék (melyekből hiányzik a fénylő kereszt), ezek alól a diszlokáció a maratás közben elmászott, s ekkor a gödör már csak oldalirányban növekedett tovább, mélységben nem. Ilyen megfigyelésekkel a diszlokáció mozgását lehet megfigyelni. A 13. ábrán a maratási gödrök egy plasztikus deformációt szenvedett nátriumklorid kristály csúszási síkjait, ill. az ezeken a síkokon felsorakozott diszlokáció végeit jelölik meg.

Az oldószer megfelelő választásával el lehet érni, hogy csak a csavardiszlokációk „hívódjanak elő”. A csavardiszlokációknak a kristálynövekedésben van szerepe, amint ezt a következőkben látni fogjuk s így nem meglepő, hogy oldódáskor is a növekedéskor keletkező spirális alakzatokhoz hasonlót kapunk (14. ábra, l. még a 16. ábrát).

A maratáshoz megfelelő összetételű reagensre és maratási módra van szükség. Az elegy összetétele vagy a módszer kis megváltoztatása, már a maratási eredmények lényeges megváltoztatásához vezet. Így előfordulhat, hogy a diszlokációknak csak egy részét tudjuk kimutatni, vagy ami rosszabb, több maratási gödör jelenik meg, mint amennyi diszlokáció van, ugyanis az oldódás más okok miatt is elkezdődhet a felületen. Ezért bizonyos körülményekkel kell eljárni akkor, amikor a maratási gödröcskéket a diszlokációkkal akarjuk kölcsönösen egyértelmű vonatkozásba hozni. Az egyértelműséghez szükséges, hogy a maratási gödröknek a kristály felületén való elhelyezkedése, bizonyos irányokba való rendezettsége és viselkedése pl. mechanikai behatásokra mind magyarázhatóak legyenek a diszlokációk tulajdonságaival és összhangban legyenek az illető kristályrendszerrel. További bizonyíték a különböző kimutatási módszerek azonos eredménye. Érdekes bizonyíték az is, hogy az egyes maratási gödröcskék olyan rendellenességek végein ülnek, amelyek folytatódnak a kristályban. A 15. ábra egy elhasított próbatest két összetartozó felületéről készült. A próbatesteket egyszerre merítettük a marószerbe és egyszerre vettük ki onnan, tehát azonos ideig maródtak. A párosított hasítékokon látható rajzolat pontosan tükörképe egymásnak.



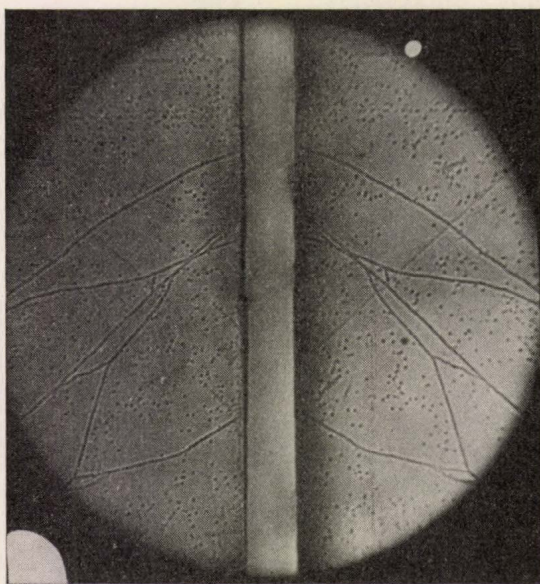
12. ábra. Diszlokációk felbukkanási pontjai nátriumklorid (100) felületén maratás után. Nagyítás: 450-szeres (saját felvétel)



13. ábra. Plasztikusan deformált nátriumkloridban maratással kimutatott csúszási síkok. Nagyítás: 150-szeres (saját felvétel)



14. ábra. Csavardiszlokáció kimutatása nátriumklorid kristályban maratással. Nagyítás: 250-szeres (saját felvétel)



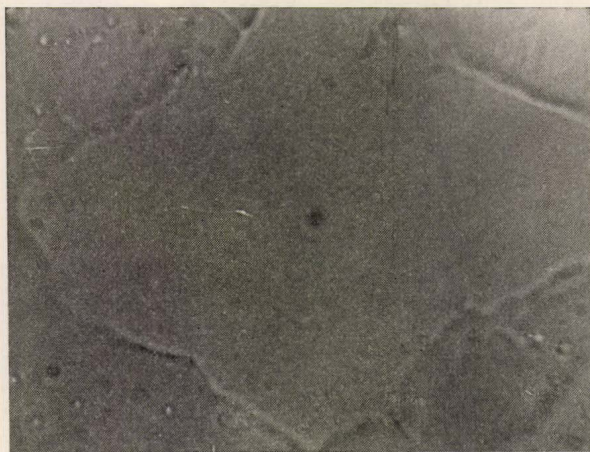
15. ábra. Kettéhasított nátriumklorid kristály két összetartozó felülete maratás után. Nagyítás: 100-szoros (saját felvétel)

A kristály diszlokáció-tartalmát a felület-egységen áthaladó diszlokációk számával, a diszlokációsűrűséggel szokás megadni. Az alkali-halogenid kristályoknál pl. növesztéstől és kezeléstől függően 10^4 – 10^{10} diszlokáció/cm² sűrűségek adódnak. A leg-tökéletesebb, edény nélkül növesztett szilícium kristálynál sikerült elérni, hogy a diszlokációsűrűség 1 alatt legyen.

A maratási eljárást már közel ötven anyagra kipróbálták. Ezekről jó áttekintést nyújt Regel (20) összefoglaló munkája.

Alkalmazások

A diszlokációk vizsgálatával kapcsolatban már értelmeztük a kritikus nyíró feszültséget. Sok egyéb mechanikai sajátság is magyarázható a



16. ábra. Csaváros alakzat benzines oldatból nőtt paraffin kristályon. Nagyítás: 500-szoros (saját felvétel)

diszlokációkkal, mint pl. a folyási határ, az örege-dés, a felkeményedés, a belső sűrűlódás, a kifáradási jelenség, a tartósfolyás, a rideg törés stb. Millner akadémikus pedig kimutatta (21), hogy a diszlokációknak szerepe van abban is, hogy a szennyező atomok még 10^{-6} koncentrációban is erősen módosítják a fém technológiai tulajdonságait. A wolfram fém vizsgálata kapcsán kimutatta, hogy bizonyos szennyezések, pl. kálium és alu-mínium jó megmunkálhatóságot biztosítanak a wolframnak, míg más, pl. a szilícium erősen kemé-nyíti a wolframot, amely kitűnik a 700–1500 C°-on történő megmunkáláskor, de viszont valószínűleg hozzájárul ahhoz is, hogy a nagykristályos wolfram izzóspirálisok még 2500 C°-on is folyás nélkül megtartják alakjukat. A mechanikai sajátságok részletesebb tárgyalása helyett csak utalni tudunk az ezekkel a kérdésekkel foglalkozó könyvekre és cikkekre [Cottrell (3), Odling (23), Garber (24) és (25; 26)].

Az utóbbi időben kiderült, hogy a kristályok növekedésében is fontos szerepet játszanak a disz-lokációk. A kristálynövekedés újabb elmélete sze-rint, melyet Frank, Burton és Cabrera (27; 28) dolgoztak ki, a reális kristályok csavardiszlokáció jelenlétében nőnek. Mint a 4. ábrán látható, a felületre kibukkanó csavardiszlokáció a kristály felületén egy lépcsőt képez. Ez a lépcső önfenn-tartó abban az értelemben, hogy az atomrétegek egymásután történő felrakódásakor a kristály-felületre a lépcső megmarad. Így nincs szükség kétdimenziós kristálymagra, ez a lépcső biztosítja a folyamatos növekedést olyan kis túltelítettségű oldatban is, amelyben a régebbi molekulár-kine-tikus elmélet szerint növekedés nem várható. A mechanizmus jellegéből adódik, hogy a növeke-dés során a lépcső spirálalakú lesz. Az elméletet eredetileg oldatból és gőzből való növekedésre dolgozták ki, de egyre több kísérleti adat támasztja alá azt a feltevést, hogy az olvadékból nőtt kristá-lyok növekedésénél is szerepet játszik a csavar-mechanizmus (29; 30; 31). Kezdetben monomole-kuláris lépcsőt tételeztek fel a növekedésnél, később Frank kimutatta, hogy a nagyobb Burgers-vektor erősségű csavardiszlokációk is stabilisak lehetnek (32). Szép számmal vannak olyan lépcsők-ről megfigyelések, amelyeknél a lépcsőmagasság több száz Å (8; 28; 30; 33). A 16. ábra ötszázszoros nagyításban mutat egy benzines oldatból nőtt paraffin krisztallitot. Az a tény, hogy a csaváros alakzatot közönséges mikroszkóppal áteső fény-ben megfigyelhetjük, arra utal, hogy a teraszok magassága az elemi cella élhosszána sokszorososa.

A diszlokációk befolyással vannak az anyagok egyéb, elektromos, mágneses, optikai (4; 34) és kémiai (35) tulajdonságaira is.

A szegélydiszlokációkhoz tartozó extra fél-sík legalsó atomsora ritkán teljes. A szegély mindig csipkézett. A ki- és beszögelések (angolul jogs) különösen plasztikus deformációkkal lesznek aktív helyek. Ezeken történik a vakanciák, rácsközi atomok és idegen atomok kicserélődése. Világ-viszonylatban is nevezetesek Gyulai akadémikus-

nak nyomáseffektus néven ismert eredményei (36), amelyek szerint nyomás hatására a nátriumklorid kristály vezetőképességében nagy ugrások észlelhetők. Ezek a vizsgálatok, melyekre gyakran hivatkoznak az irodalomban, bizonyítékkul szolgálnak arra, hogy a plasztikus deformáció által keltett diszlokációk, üres helyek, rácsközi atomok, befolyásolják az anyag elektromos tulajdonságait. Lényegében a nátriumkloridnál a plasztikus deformáció megnöveli a töltéshordozók számát. A fémeknél kissé más a helyzet. Itt a rácsorzulás csökkenti a töltéshordozók mozgékonyágát, de azok számát kevésbé érinti. Félvezetőknel a plasztikus deformáció a mozgékonyágot és a töltéshordozók számát is befolyásolhatja. Gallagher (37; 38) megmutatta, hogy a plasztikusan deformált germániumban akceptor centrumok keletkeznek, melyek csökkentik az n-típusú germánium vezetőképességét. Így lehetséges plasztikus deformációval egy n-típusú germániumot p-típusúvá konvertálni (invertálni). Ugyanakkor lehet az is, hogy egy akceptorként működő diszlokációs vonal befog donor atomokat, és így semlegesítődik a diszlokációs vonalnak a töltéshordozók mennyiségére való hatása. A plasztikus deformáció befolyásolja a kisebbségi töltéshordozók élettartamát is, azáltal, hogy a megszaporodó diszlokációk a kisebbségi töltéshordozók rekombináció sebességét megnövelik. Mivel a kisebbségi töltéshordozók élettartamától erősen függ az anyag tranzisztorként való alkalmazhatósága, a diszlokációk sűrűségének megállapítása (pl. maratással) egyenesen technikai célt szolgál (39).

Diszlokációkkal magyaráznak egyes szerzők egyéb jelenségeket is, mint pl. a rekristallizációs (40; 41) s fázis átalakulási jelenségeket (42).

A diszlokációs elmélet, melynek alapjait Taylor, Orowan és Polányi vetette meg, csak 25–30 éves. Még a fejlődés stádiumában van. Mindenestre a diszlokációk alapvető szerepének felismerése a szilárdtest fizikában már eddig is előmozdította számos, korábban rejtélyesnek látszó, kérdés megoldását. Ma már a nagyszámú kísérleti bizonyítékok birtokában egyre kevesebb a szkeptikus vélemény (43).

Jeszenszky Béla és Hartmann Ervin

Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem

Kísérleti Fizikai tanszék

Kristálynövekedési Akadémiai Kutató Csoport

IRODALOM

1. Frenkel J.: Zeit. Phys. 37, 572 (1926).
2. Orowan E.: Proc. Phys. Soc. 52, 8 (1940).
3. Cottrell A. H.: Dislocations and Plastic Flow in Crystals. 1953.
4. Seeger. Handbuch der Physik B. 7. Teil 1 (1955).
5. Peierls. R. Proc. Phys. Soc. 52, 34 (1940).
6. Webb W.—Bertolone N.: J. appl. Phys. 31, 207 (1960).
7. Eshelby J.: Phil. Mag. 3, 440 (1958).
8. Jeszenszky B.—Hartmann E.: megjelenés alatt.
9. Newkirk J.: Acta Met. 2, 121 (1955).
10. Amelinckx S.: Phil. Mag. (7) 43, 562 (1952).
11. Amelinckx S.: Methods of Exp. Phys. Vol. 6. 321.
12. Frank F. C.: Phil. Mag. (7) 42, 1014 (1951).
13. Read W.: Dislocations in Crystals. 1953.
14. Pfann—Vogel—Corey—Thomas: Phys. Rev. 90, 489 (1953).
15. Kochendörfer A.: Naturwissenschaften 40, 432 (1954).
16. Frank F. C.—Read W.: Phys. Rev. 79, 722 (1950).
17. Tiller W.: J. appl. Phys. 29, 611 (1958).
18. Johnston W.—Gilman J.: J. appl. Phys. 30, 129 (1959).
19. Amelinckx S.: Phil. Mag. (3) 1, 269 (1956).
20. В. Регель—А. Урусовская—В. Коломийчук: Кристаллография 4, 937 (1959).
21. Millner T.: M. Tud. Akad. Műsz. Oszt. Köz. XXI, 243 (1957).
22. В. З. Бенгус: Кристаллография 5, 441 (1960).
23. И. А. Одинг: Теория дислокации (1959).
24. Р. И. Гарбер—И. А. Гундин: У. Ф. Н. LXX, 57 (1960).
25. Millner T.: A diszlokációk és a fémek technológiai tulajdonságai M. T. I. 2754 sz. 1954.
26. Schey J.: A fémek képlekeny alakváltozásának atomos elmélete. M. T. I. 3004 sz. 1954.
27. Burton W.—Cabrera N.—Frank F.: Phil. Trans. A243 299 (1955).
28. Verma A.: Crystal Growth and Dislocations 1953.
29. Jeszenszky B.: Acty Phys. VIII. 147 (1957).
30. Jeszenszky B.: Nature 181, 560 (1958).
31. Kroupa F.: Czechosl. Journ. Phys. 5, 555 (1955).
32. Frank F. C.: Acta Cryst. 4, 497 (1956).
33. Turchányi Gy.—Horváth T.: Nature 184, (1960).
34. К. Байек: Чехосл. Физ. Журн. 9, 435 (1958).
35. Garner W.: Chemistry of the Solid State 1955.
36. Gyulai Z.—Hartly D.: Zeitsch. für Phys. 51, 378 (1928). Math. és Phys. Lapok XXXV, 214 (1928).
37. Gallagher C.: Phys. Rev. 88, 721 (1952).
38. Defects in Crystalline Solids Report on the Conference in Bristol. 1954. 143–152. oldal.
39. Schottky: Halbleiterprobleme IV. 97. oldal (1958).
40. Dunn C.—Koch E.: Acta Met. 5, 548 (1957).
41. Morlin Z.: Nature 180 (1957) Kandidátusi értekezés 1959.
42. Б. Билби—И. Христман: У. Ф. Н. LXX, 515 (1960).
43. М. В. Классен—Неклюдова—Т. А. Конторова: У. Ф. Н. LI, 143 (1954).

MAURICE DE BROGLIE

1875—1960

Életének 85. évében, 1960. július 15-én Párizsban elhunyt Maurice de Broglie, neves francia kísérleti fizikus, Louis de Broglie testvératyja.

Maurice de Broglie 1875. április 27-én született. Tanulmányait a Stanislas Kollégiumban, majd a Tengerészeti főiskolán (École Navale) folytatta. Bár 1895-től kezdve tengerésztiszt minőségben teljesített szolgálatot, figyelme egyre inkább a századforduló fizikai problémái felé fordult. Különösen a röntgensugárzás problémái iránt

érdeklődött. 1904-ben kilépett a flotta szolgálatából, hogy a továbbiakban minden idejét a tudományos kutatómunkának szentelhesse. Harminchárom éves korában avatták a fizikai tudományok doktorává. A röntgensugárzásra vonatkozó kísérleti vizsgálatainak elismeréseképpen 1924-ben a Tudományos Akadémia (Académie des Sciences) tagjává, a Francia Fizikai Társaság pedig elnökévé választja. A párizsi egyetem (Collège de France) fizikai és orvostudományi intézeteiben jelentős pedagógiai tevékenységet is

folytatott. 1934-ben a Francia Akadémiába is beválasztották. Tudományos eredményeiert a párizsi Orvostudományi Akadémia (Académie de Médecine) is felvette tagjai közé, az Oxfordi Egyetem pedig a „doctor honoris causa” címet adományozta számára.

Tudományos eredményei közül kiemelkedő fontosságú a Brown-mozgás vizsgálata gázokban (1908), a forgókristályos röntgenspektrográf elvének felfedezése és a műszer megépítése (1913), a fémekből röntgensugárzás hatására kilépő fotoelektronok sebességeloszlásának kísérleti meghatározása és a nyert diszkrét eloszlás értelmezése a Bohr-elmélet alapján (1922). Eredményeiről „A rönt-

gensugárzás”, „Atomok, radioaktivitás és elemátalakulások” c. könyveiben is beszámolt. Később fivére is bekapcsolódott a röntgensugárzásra vonatkozó vizsgálatokba. Ebből az együttműködésből született a „Bevezetés a röntgen- és gamma-sugarak fizikájába” c. monográfia, amelyben a szerzők egyes jelenségeket már a modern kvantumelmélet alapján magyaráztak.

Maurice de Broglie személyében a századeleje fizikai forradalmának egyik érdekes alakját tiszteljük, aki ügyes kísérleteivel hozzájárult az anyagszerkezet problémáinak megoldásához.

A. I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Alfa-részek Rutherford-szóródásának vizsgálata atommagokon

A következők a KLTE Kísérleti Fizikai Intézetében diplomamunka [1] részeként — laboratóriumi gyakorlat céljára — kidolgozott mérés elvének, kivitelinek és eredményeinek ismertetését tartalmazzák.

A Rutherford-szórásról általában

A Rutherford-szórás pozitív töltésű mikrorészek Coulomb-taszításakor fellépő jelenség a következő feltevések mellett:

a szóródás egyszeres kölcsönhatás következménye;
a szóródó rész energiája olyan, hogy a Coulomb-kölcsönhatás mellett minden esetleges más kölcsönhatás elhanyagolható és a szóródás rugalmas;

a szóródó rész tömege sokkal kisebb a szórónál. Rutherford-szórásnál általában alfa-, proton- vagy deuteron-nyaláb szóródik atommagokon. A beeső nyaláb kollimált és monoenergetikus részekből áll. A szórókörébe olyan vékony, hogy a szórás egyszeres legyen.

Az elektromágneses kölcsönhatás kvantitatív ismeretes (Coulomb-féle erőtvény), így a szórás deduktíve tárgyalható [2].

A szórás valószínűségére vonatkozóan általánosan a következő összefüggés¹ érvényes:

$$dN = \sigma(E; \vartheta, \varphi) N \cdot nd\omega \cdot d\omega, \quad (1)$$

mely megadja az E energiájú N fluxusú részekből az n szórócentrum-sűrűségű, dx rétegvastagságú szórókörébe által a ϑ, φ körüli $d\omega$ ($= \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$) térszögbe szórt részek fluxusát.

A szórás differenciális (mikroszkópikus) hatáskeresztmetszete a σ arányossági tényező. Jelentése (1) alapján nyilvánvaló. Általában nem függ a φ azimut-szögtől. Szokás a $\sigma \cdot d\omega$, sőt a $\sigma \cdot d\Omega$ mennyiséget is differenciális hatáskeresztmetszetnek ($d\sigma$) nevezni, ahol

$$d\Omega \left(= \int_0^{2\pi} d\omega \right) = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta.$$

A szórás teljes (makroszkópikus) hatáskeresztmetszete értelemszerűen:

$$\begin{aligned} \Sigma &= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\omega \sigma = \int d\sigma \\ &= 2\pi \int_0^\pi d\vartheta \sigma \sin\vartheta. \end{aligned}$$

A hatáskeresztmetszet nagysága jellemző a fellépő kölcsönhatásra.

A Rutherford-szórás differenciális hatáskeresztmetszete [3] (elektrosztatikus cgs-egységekben):

$$(2) \quad \sigma(E_r, \vartheta) = \left(\frac{Z_r Z_m e^2}{4E_r} \right)^2 \text{cosec}^4 \frac{\vartheta}{2},$$

ahol² ϑ az eltérési szög (l. 2. ábra). Ez az ún. Rutherford-formula, melyet E. Rutherford a mag-hipotézis alapján, klasszikus módszerekkel még 1911-ben levezetett [5]. Az eredmény természetesen kvantumelméletileg is meg-alapozható [6].

Az elméleti formula részletes kísérleti ellenőrzése H. Geiger és E. Marsden nevéhez fűződik (1909–13) [7]. A vizsgálatoknál a radon és bomlástermékeinek α -sugárait szóratták vékony fémfoliákon. A szórt részek számlálására egyszerű szcintillációs módszert alkalmaztak. Ezeknek a kísérleteknek a sikere az atommag tudományos felfedezését jelentette.

Ha a szóró és szóródó rész tömege összemérhető, ill. ha megegyezik (megkülönböztethetetlen részek) (2) helyett az általánosabb Darwin-, ill. Mott-formula lesz érvényes. (2) ϑ igen kicsi és igen nagy értékeinél sem ad a tapasztalattal megegyező értékeket. Kétszögű szóródás ugyanis már az elektronhéjak által leárnyékolta magtöltés terével való kölcsönhatás következménye, nagyszögű szóródásnál pedig a magerők fellépte miatt nem lesz kölcsönhatás csak Coulomb-taszítás. Hasonló okok miatt lép fel eltérés a Rutherford-formulától, ha a beeső részek energiája túl kicsi, vagy túl nagy.

A magerők terével való kölcsönhatás által módosított Rutherford-szórás tanulmányozásával meg lehetett állapítani, hogy a Coulomb-féle erőtvény a mikrorészek elektromos kölcsönhatására 10^{-12} cm nagyságrendű távolságokig érvényes [8], továbbá következtetni lehetett az atommagok méretére (sőt a magerők egyes sajátosságaira) is. A kétszögű szóródásnál fellépő eltérések vizsgálata alapján viszont az atomburok elektroneloszlására lehet következtetni.

A szórókörébe rétegvastagságának növekedésével a szóródás számos kölcsönhatás következménye lesz, s az ún. sokszoros szórás lép fel. A néhány egyszeres szóródásból álló közbenső eset többszörös szórás néven ismeretes. A szórásmechanizmus megváltozása miatt ezekre a szóródásokra (2) már nem érvényes.

A kísérlet során vizsgálat tárgyát képezte a Rutherford-formula érvényessége a ThC' α -sugaraival nehéz (Ag) és könnyű (Al) magokon történő szóródására vonatkozóan, szikraszámolóval való mérés alapján.

A (2) formulát célszerű a kísérleti vizsgálatokra alkalmasabb

$$N(N_0, R; Z, A, d; \vartheta, r) = a \cdot N_0 R^4 / Z^2 \cdot \frac{d}{A} \cdot \text{cosec}^4 \left(\frac{\vartheta}{2} \right) r^{-2}$$

² Az „r”, „m” index a „rész”, ill. „mag” szavakra utal.

¹ Vö. [3] 269. o. és [4] 179. o.

tént. Az α -forrás szükségképpen ThC' -t is tartalmaz. A mérőberendezés azonban úgy van elkészítve, hogy ennek α -sugarai ne zavarják a mérést.

A korong ThC' - α -forráserőssége 25–75 μC volt.

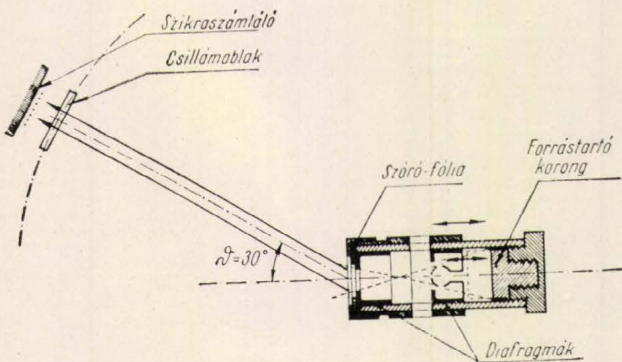
A vákuumkamra

A vákuumkamra lényegében egy evakuálható, felülről nyitható hengeres edény. A kamra aljának közepén levő furatba illeszkedik kúposan a forrást és a fóliát is tartalmazó kollimátort tartó kar. A szögparaméter ennek a karnak a forgatásával állítható be. A kamra aljára fel van szerelve egy félkör alakú *szögmérő*. A karhoz karcollattal ellátott leolvasó lemez csatlakozik. A szórt α -részek a kamrafal csillámmal fedett ablakán át jutnak az ablak mögé erősített szikraszámológóba. A kamra hengeres részénél fogva állványba erősíthető úgy, hogy tengelye vízszintes legyen.

Az α -részek szóródását vákuumban kell létrehozni. A vákuum fenntartására kisteljesítményű szimplex rotációs szivattyú elegendő. A néhány perc alatt beálló végvákuum a hatótávolság megfelelő megnövekedését eredményezi. Bár a különböző α -csoportok lényegében azonos törvényszerűség szerint szóródnak [9], a Rutherford-formula érvényességének vizsgálatánál, különösképpen pedig az eltérések észlelésénél különböző energiájú α -sugarakkal való mérés nagyfokú pontatlanságot eredményezne. Szükséges tehát, hogy a számológóba csak a ThC' szórt α -részei jussanak. Ezek hatótávolsága sokkal nagyobb a kísérő legnagyobb energiájú ThC' - α -csoport hatótávolságánál is, így a zavaró α -csoportok könnyen, kb. 7 mg/cm²-es csillámablakkal kiabszorbeálhatók a szórt nyalábból.

A kollimátor

A forrásnak és a fóliának egymáshoz képest rögzített elhelyezésének kell lennie, továbbá szükséges, hogy a fóliára érkező α -nyaláb párhuzamos, a fólia felületére merőleges és homogén fluxusú legyen. Ezeket a feltételeket a kollimátor biztosítja (l. 2. ábra). A kollimátor két részből, a kollimátor-hengerből és a *diafragma*-rendszerből áll. A kollimátor-henger általános tartó szerepét tölti be, míg a tényleges kollimálás a diafragmákkal történik.



2. ábra. Sugármenet a kollimátorban

A kollimátorhenger egyik végébe csavarható a forrástartó, míg a másik végére a fóliatartó illeszthető. A kollimátorhengeren belül a korong és a fólia között van elhelyezve a diafragma-rendszer. A kollimátorhenger fala vákuumtechnikai okokból több helyen át van fúrva.

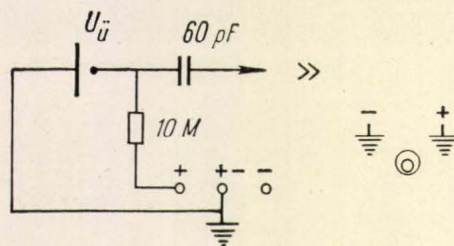
A diafragma-rendszer két téglalap-nyílású diafragmából áll. A jusztrírozást a bemeneti diafragma helyzetének változtatása teszi lehetővé.

A fóliák vastagságmérése tömeg- és felületmérés alapján történt.

A szikraszámológó

A szikraszámológó [10] lényegében egy sík fémlemezről és fölé, hozzá közel kifeszített wolfram-szálból áll, melyek között — a szála a lemezhez képest elég nagy pozitív feszültséget kapcsolva — állandó koronakisülési áram tartható fenn. A szikraszámológó érzékeny térfogatát a szálkörülé világító koronakisülési tartomány képezi. A szikraszámológó működése a sugárzás ionizációs hatásán alapszik. Az ionáram következtében a koronakisülés szikrakisülésbe megy át. A szikrák automatikusan regisztrálhatók. A számológó a szikra kiváltásához szükséges nagyfokú ionizáció miatt csak nehéz töltött részecskékre szólal meg. Karakterisztikájának elég hosszú és lapos platója van. Számlálási sebességének elég nagy alásztási székely esetén csak a kioltókör időállandója szab határt. Nagy előnye, hogy kicsi a természetes effektusa. α -részek detektálására különösen alkalmas.

A mérésekhez használt szikraszámológó többszálas kivitelű. Így a nagyobb érzékeny tartomány következtében a transzmisszió a nagyobb szög alatt szóródó részecskére is elég nagy lesz. A szálak egyik vége szigetelőlemezek közé van szorítva, a másik végük fémlemezkebe van fűzve. A szálak kifeszítése is e lemez segítségével történik, és ezen keresztül kapcsolhatók a nagyfeszültségre. A földelt fémlemez korrózióvédelmi okokból Cr-Ni-acél. Ennek a nagyfeszültségű pólushoz közeli élele vannak kerekítve, s az egész felülete tükörsimára van polírozva. A szigetelést ebonit-alkatrészek biztosítják. A számológó a kamra falába kívülről beépített tartóval a csillámablak fölé erősíthető.



3. ábra. A szikraszámológó elektromos kapcsolása

A szikrák leszámlálása céljából az impulzusok árnyékolt vezetékekkel egy kioltó ellenálláson keresztül erősítőbe kerülnek (l. 3. ábra). Az időállandó $6 \cdot 10^{-4}$ sec. Ez szabja meg a számológó feloldási idejét. Az α -részek olyan nagy jeleket adnak, hogy elegendő egyfokozatú erősítés a számológómű működtetéséhez. Az egyenfeszültség-forrás 500–4000 voltos stabilizált anódpótló.

Az üzemi feszültség a szikraszámológó karakterisztikájából határozható meg.

Eredmények

A Rutherford-szórás (3) egyes változóitól való függésének vizsgálatánál a másik két paraméter értéke alkalmasan rögzítendő.

A mérőberendezés természetes effektusa a szikraszámológótól, a vákuumkamrától és a letakart forrástól adódó természetes effektusból tevődik össze. A háttér „sötét” volta a nagyszögű szórás mérhetőségének egyik előfeltétele.

Az N_0 -ra történő korrigálásnál figyelembe kell venni, hogy a preparátum részleges lelekedése miatt az aktivitás a radioaktív bomlási törvény alapján vártnál gyorsabban csökken.

A maximális térszög-kihasználás céljából a szikraszámológót a csillámablak közvetlen közelébe kell helyezni (r).

A szög-függés mérése

(3) alapján

$$(4) \quad (N_{\theta}) \frac{d}{A} Z = \text{áll.} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = c_{\theta} = \text{áll.}$$

jellemző a Rutherford-formula *szórási szögtől* függő részének érvényességére.

A Rutherford-formula *érvényességének* vizsgálatánál szóróközegként az ezüst-fóliát ($Z = 47$; $d = 0,87$ cm lev. ekv.) célszerű használni, mivel nehéz szóró magok esetén várható, hogy a nagysebességű ThC'- α -részek szóródása a Rutherford-formula szerinti szögeloszlást mutatja.

A mérési eredményeket a kiértékeléshez számított adatokkal együtt az 1. táblázat tartalmazza. θ legnagyobb értékét a beeső α -nyaláb kis intenzitása miatt a természetes effektus és a lebomlás határozza meg.

1. táblázat

A szóráskép szögeloszlása

θ °	N imp/10 min	$\text{cosec}^4 \frac{\theta}{2}$	$c_{\theta} \cdot 10^{-3}$
5	495	276 300	1,7 ₉
10	28	17 330	1,6 ₁
15	6,5	3 445	1,8 ₉
20	1,9	1 100	1,7 ₃

A táblázatból látható, hogy a tényezők több ezerszeres megváltozásánál (4) az adatok szórásától eltekintve teljesül.

A Rutherford-formulától való *eltérés* vizsgálatánál szóróközegként az alumínium-fóliát ($Z = 13$; $d = 0,45$ cm lev. ekv.) célszerű használni, mivel a nagysebességű ThC'- α -részek a könnyű magok Coulomb-taszítását jobban győzik, s a magerők vonzó hatása következtében a szórásintenzitás szög szerinti eloszlásának a (4) szerintinél rohamosabb csökkenése várható.

A szögfüggés mérésének a különösen fontos nagyobb szórási szögekre való kiterjesztése céljából a mérést maximális transzmisszió mellett kell végezni.

A mérési eredményeket a kiértékeléshez számított adatokkal együtt a 2. táblázat tartalmazza. θ legnagyobb értékét most a magerők hatása is limitálja.

2. táblázat

A magerők hatása a Rutherford-szórásra

θ °	N imp/10 min	$\text{cosec}^4 \frac{\theta}{2}$	$c_{\theta} \cdot 10^{-3}$	$\frac{N_{\text{his.}}}{N_{\text{Ruth.}}}$
5	8560	276 300	3,1 ₀	1,00
10	510	17 330	2,9 ₄	0,95
20	31	1 100	2,8 ₂	0,91
30	5,7	223	2,5 ₆	0,83
40	1,6	73,1	2,1 ₈	0,70

A táblázatból látható, hogy növekvő szórási szögekhez a Coulomb-kölcsönhatás alapján számítottnál egyre kisebb szórásintenzitás tartozik. Például $\theta = 40^\circ$ alatt már mintegy 30%-kal⁴ kevesebb α -rész szóródik, mint a Rutherford-formula szerint kellene.

³ az időegységenkénti impulzusszám, mint a nagyfeszültség függvénye, célszerűen gyenge Po-preparátumot használva

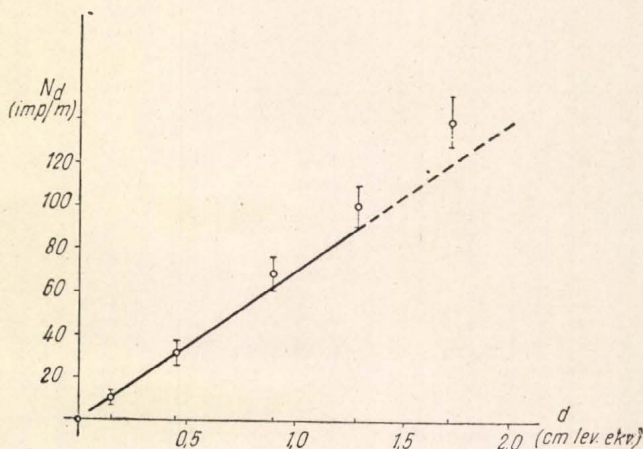
⁴ RaC'- α -forrás esetén az eltérés mindössze 10%, míg a Po- α -részek szóródása még követi az elméletet [11].

A vastagság-függés mérése

(3) alapján

$$(5) \quad (N_d)_{\theta, Z = \text{áll.}} = c_d \cdot d \quad (c_d = \text{áll.})$$

jellemző a Rutherford-formula *fóliavastagságtól* függő részének érvényességére. A szögparaméter értéke θ olyan tartományából választandó ki, melyben a Rutherford-formula szögtől függő része még érvényesnek tekinthető ($\theta = 10^\circ$ -nál az eltérés nem haladja meg az 5%-ot). A fóliavastagság változtatása legegyszerűbben Al esetében ($Z = 13$) volt lehetséges. A szórásintenzitások értékeit a fóliavastagság függvényében a 4. ábra tartalmazza.



4. ábra. A szóráskép változása a fóliavastagsággal

A grafikonból látható, hogy vékonyabb fóliáknál kiadódik az elmélet által megkövetelt (5) linearitás. Vastagabb fóliáknál a lineárisnál jobban nő a szórt α -részek száma. Ez a jelenség az α -részek fékeződésével magyarázható.

A rendszám-függés mérése

(3) alapján

$$(NZ)_{\theta, \frac{d}{A} = \text{áll.}} \cdot Z^{-2} = c_Z = \text{áll.}$$

jellemző a Rutherford-formula *rendszámától* függő részének érvényességére.

A szögparaméter értéke θ olyan tartományából választandó ki, melyben a Rutherford-formula szögtől függő része Al esetén is érvényes ($\theta = 10^\circ$). A vastagságparaméter értékét d olyan tartományából kell választani, melyben a szórás vastagságfüggése még lineáris. A szórásintenzitásokat azonos felületi szórócentrumsűrűségekre kell vonatkoztatni.

A mérések szerint az Al- és Ag-fólia alkalmazásával c_Z -re nyert két adat hibahatáron belül ugyanakkorának adódott.

A nagyenergiájú ThC'- α -sugarak ezüst- és alumínium atommagokon történő szóródására vonatkozóan a Rutherford-formulának a rendszámától és a fóliavastagságtól függő része érvényes.

A szórás *szögeloszlása*⁵ az Ag esetében követi az elméletet, Al esetén azonban már viszonylag kis szórási szögeknél is jól észlelhető eltérés lép fel, ami a magerők hatásának tulajdonítható.

**

⁵ A mérés instrumentális okokból kb. 10 % pontossággal történt. A táblázatok átlagértékeit tüntetnek fel.

A diplomamunkánál Fényes Tibor adjunktus volt a témavezető. A vákuumkamrát dr. Szalay Sándorné docens tervezte. A mérőberendezést technikailag a Kísérleti Fizikai Intézet műhelyének dolgozói készítették. A forráspreparálást Ujhelyi Csaba az ATOMKI tudományos munkatársa végezte.

IRODALOM

1. Illés F.: Töltött magrészcsek szóródása atommagokon; Debrecen, Kísérleti Fizikai Intézet, 1959 (diplomamunka).
2. Spolszkij, E. V.: Bevezetés az atomfizikába; Akad. K., Bp., 1956. (magyar fordítás) 95. o.
3. Landolt—Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen I/5; Springer-V., Berlin, 1952.

4. Marx Gy.: Kvantummechanika; Műszaki K., Bp., 1957.
5. Rutherford, E.: Magy. Fiz. Foly., IV (1956) 283, (magyar fordítás).
6. Flüge, S.—Marschall, H.: Rechenmethoden der Quantentheorie; Springer-V., Berlin, 1952.
7. Geiger, H.—Marsden, E.: Phil. Mag., 25 (1953) 604.
8. Blackett: Proc. Roy. Soc. A, 102 (1922) 294.
9. Rutherford, E.—Chadwick, J.—Ellis, C. D.: Radiations from Radioactive Substances; Cambridge, 1951, 196. o.
10. Ohang, W. Y.—Rosenblum, S.: Phys. Rev., 67 (1945) 222.
11. Bieler: Proc. Roy. Soc. A, 105 (1924) 434.

Illés Ferenc
ATOMKI, Debrecen.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Újabb eredmények a Mössbauer-effektussal kapcsolatban. Lapunk egy korábbi számában (Fizikai Szemle 10. évf. 5. szám) már beszámoltunk az 1958-ban Mössbauer által felfedezett jelenségről, hogy atommagok szilárd testbe beépülve képesek arra, hogy visszalökődés nélkül emittáljanak és abszorbeáljanak γ sugarakat. Ez más szóval azt jelenti, hogy sikerült aránylag nagy pontossággal monokromatikus energiájú fotonnyalábot létrehozni. Ennek kapcsán lehetőség nyílt — mint arra már szintén utaltunk — az általános relativitáselmélet egyik fontos kísérleti bizonyítékát, a gravitációs vöröseltolódást földi viszonyok között is ellenőrizni. Most néhány, a Mössbauer-effektuson alapuló további kísérletről számolunk be.

Mint ismeretes, a Mach-féle elv szerint a világminőség tömeg és energiasűrűsége meghatározza a négyes térben érvényes metrikát. Ezen elv egyik további következményére mutatott rá 1958-ban G. Cocconi és E. E. Salpeter. Véleményük szerint a galaktikánkhoz tartozó tömegek inhomogén eloszlása miatt egy test M tehetetlen tömegének számértéke függ attól, hogy az illető test a galaktika centruma felé, vagy arra merőleges irányban gyorsul. A két irányban vett relatív tömegváltozás a $\Delta M/M$ hányados természetesen rendkívül kicsiny. Már Cocconi és Salpeter rámutattak arra, hogy ha ez az ún. tehetetlenségi anizotrópia egyáltalán létezik, akkor $\Delta M/M < 10^{-9}$. A Mössbauer-effektus segítségével sikerült most ezt a határt jelentősen alacsonyabbra szálítani. Ezen újabb mérési eredmények szerint a relatív tömegváltozás $\Delta M/M < 10^{-16}$ (Phys. Rev. Letters 4, 399 (1960)).

Nagyon érdekes módszert javasolt W. M. Visscher az egyik legnehezebben „megfogható” elemi részecske a neutrínó észlelésére. Keressünk egy olyan B-típusú atomokból álló kristályt, melyben A-típusú atomok szennyeződésként vannak jelen, és ezen A-atomok egyidejű elektronbefogással és neutrínó emisszióval a B maggá alakulnak át. Az így létrejövő monokromatikus energiájú neutrínó nyálábot használjuk fel arra, hogy az ugyancsak B atomokból álló másik kristályban az inverz folyamatot hozzuk létre, azaz neutrínó befogással és elektron emisszióval a B atommag átalakuljon ismét a szennyeződést jelentő A atommaggá. Ha a két jelenség egy kristályban játszódik le, akkor a neutrínók indikátor szere-

pet töltenek be, mivel szennyeződések eltűnését és megjelenését okozzák. A jelenség olyan, mintha a szennyeződések diffundálnának át a kristály egyik részéből a másikba. A javasolt mérés elvégzése természetesen elég komoly technikai követelményeket támaszt, s ez ideig nincs tudomásunk arról, hogy azt elvégezték volna. [Phys. Rev. 116, 1581 (1959)]

V. B.

A Földkéreg megfurása. Az amerikai „Természet-tudományok Akadémiája” a múlt évben a fiatal dr. Gordon Hill geológust bízta meg a földkéreg átfúrását célzó kutatóexpedíció előkészítésével.

Földünk összetétele és mélyebb rétegeinek alakulása még ma is sok ismeretlen részletet rejt, s ennek egy fátyol-csücskét vélik fellebbenteni az óceán legmélyebb pontjáról behatoló mélyfúrással. Az eddigi szeizmikus vizsgálatok szerint, (hullám terjedése és visszaverődése) Földünk kérge 10–20 km vastag, a képlékenybe való átmenet fokozatosan 500 km körül van s a folyékony mag mintegy 3000 km mélységben kezdődhet. Dr. Hill terve szerint 10–12 km mélységet kell elérni. A fúrófej mögötti szondák nemcsak anyagpróbavételre szolgálnak, hanem hőfokiró, mágnesmezőmérő, és mindenekelőtt Geiger—Müller sugármérővel lesznek felszerelve, különösen utóbbival, a rádióaktív sugárzás terén várnak meglepő eredményeket.

A hidrogénbomba kísérleti helyénél, az Eniwetok-korallsziget mellett telepíti dr. Hill a fúrást, s a fúráshoz az újabban elterjedt turbófúró berendezést fogják használni, melynek előnye, hogy a csőrendszert nem kell forgatni, hanem csak a végén elhelyezett kis vízturbina forgatja a fúrófejet, a turbinát pedig a felszínről — jelen esetben a hajóról — víznyomással működtetik, s a víz egyben felszínre hozza a kivájt anyagot, vagy szétosztja a talajban azt.

A Ruhrvidék legmélyebb tárnája, 1200 m, a legmélyebb olajfúrás Texasban 7625 m, a Csendes Óceán legmélyebb pontja 10 960 m, és a tervezett kéregfúrás 12 000 m.

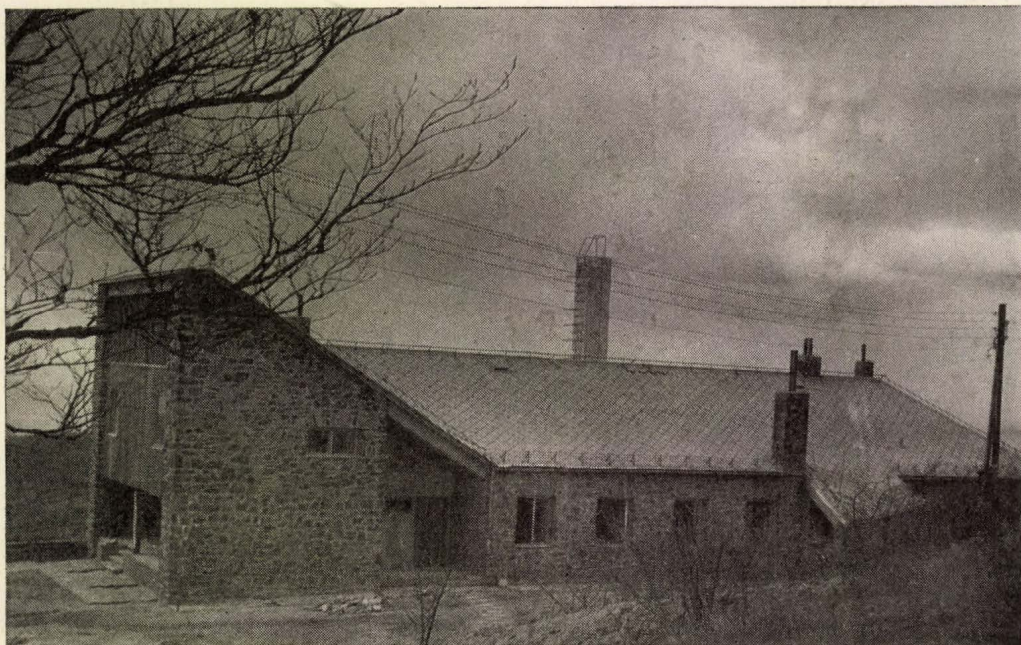
Feltételezik, hogy az óceán mélypontja alatt a szilárd kéreg csak 2–3 km. (Bohrtechnik 1960. márc. 96 o.)

B. L.

FIZIKAI SZEMLE

X. ÉVFOLYAM

1960.



12.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Hedvig Péter, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Páris Gyula, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túriné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik havonta

TARTALOMJEGYZÉK

Horváth Árpád: Az egysarki dinamó újjáéledése

Matók Györgyné: Primer áramforrások fejlődési irányai

Farkas Istvánné—Mészáros Magda: Reális kristályok szerkezete
IV. Diszlokációk vizsgálata röntgendiffrakciós és elektron-
mikroszkopos módszerrel

A FIZIKA TANÍTÁSA

Vermes Miklós: Egyszerű kísérletek a diffúzió magfigyelésére

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

A. Хорват: Появление нового интереса к униполярной динамо-машине

Д-р. Маток: Направления развития первичных источников тока

И. Фаркас—М. Месарош: Структура реальных кристаллов

IV. Исследование дислокаций по методам рентгеновской дифракции и электронного микроскопа

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

М. Вермес: Простые демонстрационные опыты по диффузии

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

A. Horváth: Das Neuerwachen des Interesses an der unipolaren Dynamomaschine

Frau G. Matok: Die Entwicklungstendenzen der primären Stromquellen

Frau I. Farkas—M. Mészáros: Die Struktur der realen Kristalle

IV. Die Untersuchung von Dislokationen nach Elektronenmikroskopischen- und Röntgen-diffraktionsmethoden

UNTERRICHT DER PHYSIK

M. Vermes: Einfache Versuche zur Diffusion

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: A mátrai Piszkestetőn épülő Csillagvizsgáló kutatóépületének fényképe. (Az új kutató a Szabadsághegyi Kutató Intézet fiókintézménye lesz). 1961-ben készül el az itt felállításra kerülő 90 cm átmérőjű Schmidt-féle távcső.

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1960. IX. 8.

Példányszám: 1500

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 60.52068 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

X. évfolyam

12. szám

1960 december

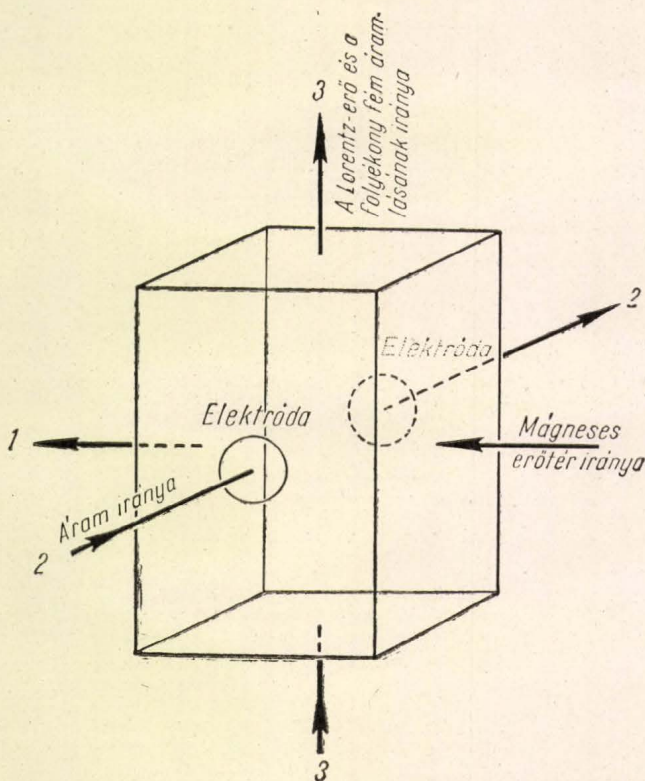
Az egysarki dinamó újjáéledése

Folyóiratunkban néhány évvel ezelőtt — 1957. októberében — beszámoltunk Jedlik Ányos, nagy magyar fizikus és feltaláló életéről és munkásságáról. Elmondottuk, hogy legnagyobb találmánya a dinamógép 6 évvel előbb működött, mint Siemens-é, de Jedlik különféle okok miatt nem ismertette találmányát. Egyik fő ok — amiről általában nem sokan tudnak — az volt, hogy a Jedlik-féle dinamó csupán alacsony feszültségű áramot termelt, tehát ipari célokra — a feltalálás idejében — aligha lehetett volna felhasználni. Jedlik egy ideig javítgatta gépét, de azután megjelent a Siemens-féle dinamó és a nevezetes magyar találmány elsüllyedt az egyetemi szertár szekrényében. Feltalálójának figyelme másfelé fordult és így a világ Jedlik ezen találmányát alig ismeri. Jedlik dinamóját „unipolárinduktor”-nak, egysarki vilámlámpának nevezte. Alacsony feszültsége valóban megakadályozta elterjedését és ipari alkalmazását, de — és éppen ez az érdekes — ugyanezen ok miatt újból időszerűvé vált. Az alacsony feszültségű áramot adó egysarki gépekkel ugyanis rendkívül nagy amperszámú áram nyerhető. Erre Jedlik és kortársai nem gondoltak később, amikor elektrokémiai, metallurgiai és vontatási célokra erős egyenáramra volt szükség, inkább letranszformált váltakozóáramból egyenirányítással nyerték s nem gondoltak az egyszerű szerkezetű egysarki dinamóra.

Napjainkban újabb érdekes terv merült fel, ami — úgy látszik — felszínre hozza az évszázados technikai gondolatot.

Ismeretes, hogy a maghasadáson alapuló reaktorok egyik legsikerültebb típusában olvadt nátriumfémrel történik a hő elvezetése. A nátriumhűtés temérdek műszaki problémát vetett fel — korrózió stb. — az olvadt fém cirkuláltatása is kezdetben nagyon nehéznek ígérkezett. A Nautilus atomreaktorhajtóműves tengeralattjárónak majdnem katasztrófáját okozta a hűtőrendszer gyors korrodálása, amikor a nátriumfém összekeveredett a másodlagos hűtésre szolgáló vízzel. Végülis elégtőn megoldották a kérdést s hajók, tengeralattjárók, egyszóval kisebb egységek reaktorainak nátriumhűtése műszakilag ma már nem probléma. Nem így nagy egységeknél, ahol még mindig elég nagy feladat a folyékony fém keringtetése, ezért inkább nagynyomású vizet stb. alkalmaznak a nagy atomerőművekben.

Korunk új tudománya, a magnetohidrodinamika jött a tervezők segítségére, amely olvadékok, folyadékok, gázok mozgását mágneses térben tanulmányozza. Az 1. vázlaton 1—1 számok jelzik a mágneses erővonalak irányát, 2—2 pedig egyenáramba kapcsolt elektródákat jelez. A téglalatest alakú térben — ami a hűtőrendszer belső térének jelképezi — fémolvadék van. Ha az elektródákat áramra kapcsoljuk, a fémolvadékban a mágneses erőter és a folyadékon át záródó áram együttes hatására az áramirányra és a mágneses erőterre egyaránt merőleges Lorentz-erő lép fel, nyomáskülönbség keletkezik, mire az olvadék elmozdul a 3-mal jelzett nyilak irányában.



1. ábra. A magnetohidrodinamikus szivattyú elve

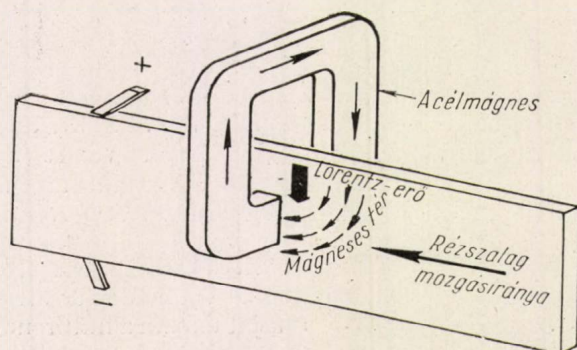
ses térben tanulmányozza. Az 1. vázlaton 1—1 számok jelzik a mágneses erővonalak irányát, 2—2 pedig egyenáramba kapcsolt elektródákat jelez. A téglalatest alakú térben — ami a hűtőrendszer belső térének jelképezi — fémolvadék van. Ha az elektródákat áramra kapcsoljuk, a fémolvadékban a mágneses erőter és a folyadékon át záródó áram együttes hatására az áramirányra és a mágneses erőterre egyaránt merőleges Lorentz-erő lép fel, nyomáskülönbség keletkezik, mire az olvadék elmozdul a 3-mal jelzett nyilak irányában.

Ilyen elvi elrendezéssel mozgásba lehet hozni az olvadékokat, azaz megfelelő mágnesek és elektrodák alkalmazásával a hűtőrendszerben az olvadt fémeket cirkuláltatni lehet.

Elvileg tehát elég egyszerűnek látszik a dolog, gyakorlatilag azonban számos más nehézség mellett fő problémaként a több százezer amper erősségű áram előteremtése jelentkezett. Magneto-hidrodinamikus szivattyúk üzemeltetéséhez ugyan is ilyen erős áramra van szükség.

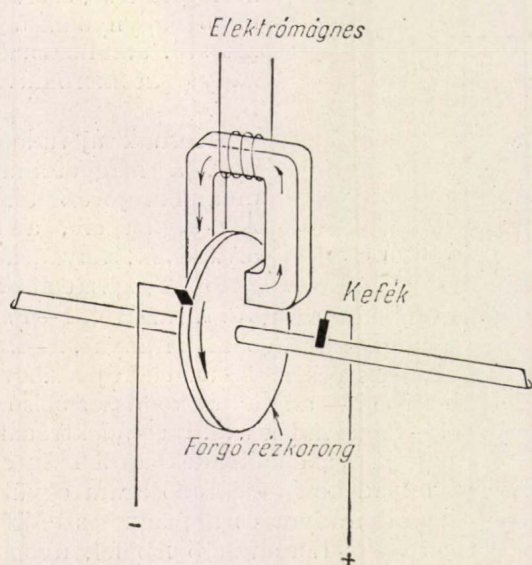
A több százezer amper erősségű áram termelésének gondja vetette fel újból az egysarki dinamó gondolatát.

Hogyan működik az egysarki dinamó?



2. ábra. Faraday kísérlete

Faraday 1821-ben kísérletei során erős acél-mágnespatkó sarkai között rézszalagot húzott el és azt tapasztalta, hogy a szalag élein súrlódó kefékről elektromos áram vezethető el a galvanométerbe, olyanformán, ahogy a 2. ábránk mutatja. A jelenség oka, hogy a mágneses térben a mozgó rézlap elektronjaira Lorentz erő hat, amely azokat a sebességre és térerősségre merőleges irányú áramlásba hozza. Ha a rézszalag a nyíllal jelzett irányban mozog, a felső kefénél +, az alsónál – sarok van. A kísérletet tovább fejlesztették. Elektromágnes sarkai között rézkorongot forgattak. A 3.



3. ábra. Egyenáram fejlesztése forgó rézkoronggal

ábra szerinti elrendezéssel már folyamatos áramtermelés történik. A mágnespatkó — elektromágnes — északi és déli sarka a forgó korong ellenkező oldalain helyezkedik el, ezért ellenkező fekvésük miatt azonos hatásúak. A korong forgatásakor egyenletes, bár rendkívül gyenge áramfolyam indul meg; az áram iránya nem változik, mint az ismert dinamógép armatúrájában, ahol kommutátorral kell egyenirányítani a kapott váltakozóáramot.

A fentebb leírt gépnek látszólag két sarka van, a valóságban azonban csak egy, ezért nevezik egysarkinak, unipolárisnak, vagy homopolárisnak.

A Jedlik-féle egysarki dinamóban forgó rézkorong helyett két négyküllőjű vasmagos tekercsből álló mágnes kereket találunk. A vezetőekben indukált áram higany vályúcskákon keresztül forgás közben is állandó jó összeköttetést talál az állórész vezetőivel. Elmaradnak tehát a kommutátor szikrázó keféi. Májig sincs olyan egyenáramú gép, amelynél a nyugvó részből lehetne elvezetni az egyenáramot. A Faraday-féle megoldásnál és a legújabb egysarki gépeknél is kefékkel vezetik el az áramot. A Faraday-féle rézkorongnak nagy előnye, hogy rövidrezárva sem kell tartani a kiégéstől, mint a forgótekercses gépeknél.

A Faraday-féle elvet Jedlik is kipróbálta, de nem rézkorongot alkalmazott, hanem rézből készült hüvelyt, majd — a hatás fokozására — „felszeletelt réztok”-ot. Széles, nehéz rézhüvelyhez szorultak a kefék, a réztok szeleteit rézsínek kötötték össze. Az ilyen géppel kapott feszültség azonban túl kicsinek bizonyult, ezért Jedlik áttért az egysarki elv megtartásával a vasmagos indukciós tekercsekkel illetve mágnesekkel működő, higanyvályús gépre.

Az elektrotechnika fejlődéstörténetének érdekes fejezete, hogy Siemens is foglalkozott az egysarki áramindítással. Kirchhoff tanácsára ő is felszeletelt rézhüvelyt épített a gép forgórészébe — Jedlik után 10 évvel. A híres Edison is próbálkozott egysarki gépekkel, de ő sem ért el számottevő eredményt, azaz nagyobb feszültséget. A nyerhető nagy amperszám előnyeire senki sem gondolt.

A gondolat 1905-ben újra felbukkant. Az amerikai General Electric Co gőzturbinával meghajtott gépet épített. A forgórész 3000 fordulattal járt, főalkatrésze vashenger volt, melybe a tengellyel párhuzamosan 12 rézsín volt beágyazva. Az áram elvezetésére 12 gyűrű, illetve kefe szolgált. A forgó henger két vége harangalakú elektromágnesek között forgott.

1906-ban Westinghouse egy cementgyár részére 1200 fordulattal járó, 2000 kilowatt teljesítményű gépet épített. A gép 260 volt feszültségű áramot adott s 7700 amper-ig lehetett terhelni. A rendkívül egyszerű szerkezet a cementgyár erősen poros levegőjében 1925-ig volt üzemben a legkisebb zavar nélkül.

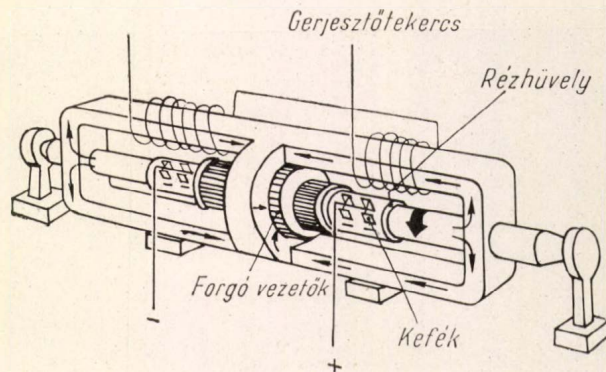
1934-ben ugyancsak Westinghouse egy csőgyár részére hatalmas egysarki dinamót épített. A szükség úgy merült fel, hogy a csőgyár nagyatmérőjű, földgáz és kőolaj szállítására szolgáló csövek gyártását kezdte meg. A csöveket csavar-

vonásban meghajlított és tompahegesztéssel zárt acélszalagból készítették. A tompahegesztéshez szükséges 150 000 amper erősségű áramot a 7 és fél volt feszültségű áramot termelő unipolárinduktor szolgáltatta. Fő alkatrésze elektromotorral meghajtott súlyos, rézből készült rézhüvely. Teljesítményét nem a hüvely felhasításával, hanem rézsínek beépítésével fokozták. Vázlatát a 4. ábra mutatja.

Különlegesen nehéz probléma volt a rézhüvely palástján csúszó kefék műszakilag kifogástalan megoldása. Cupaloy nevű bronzötvözetből készültek, belül üreges kivitelben. Hidegvíz áramlik a kefék üregein keresztül, kívülről hűtött levegő fúj a kefékre és a forgó rézhengerre. Így nemcsak hűt a levegő, hanem lefújja a súrlódáskor keletkezett rézport is.

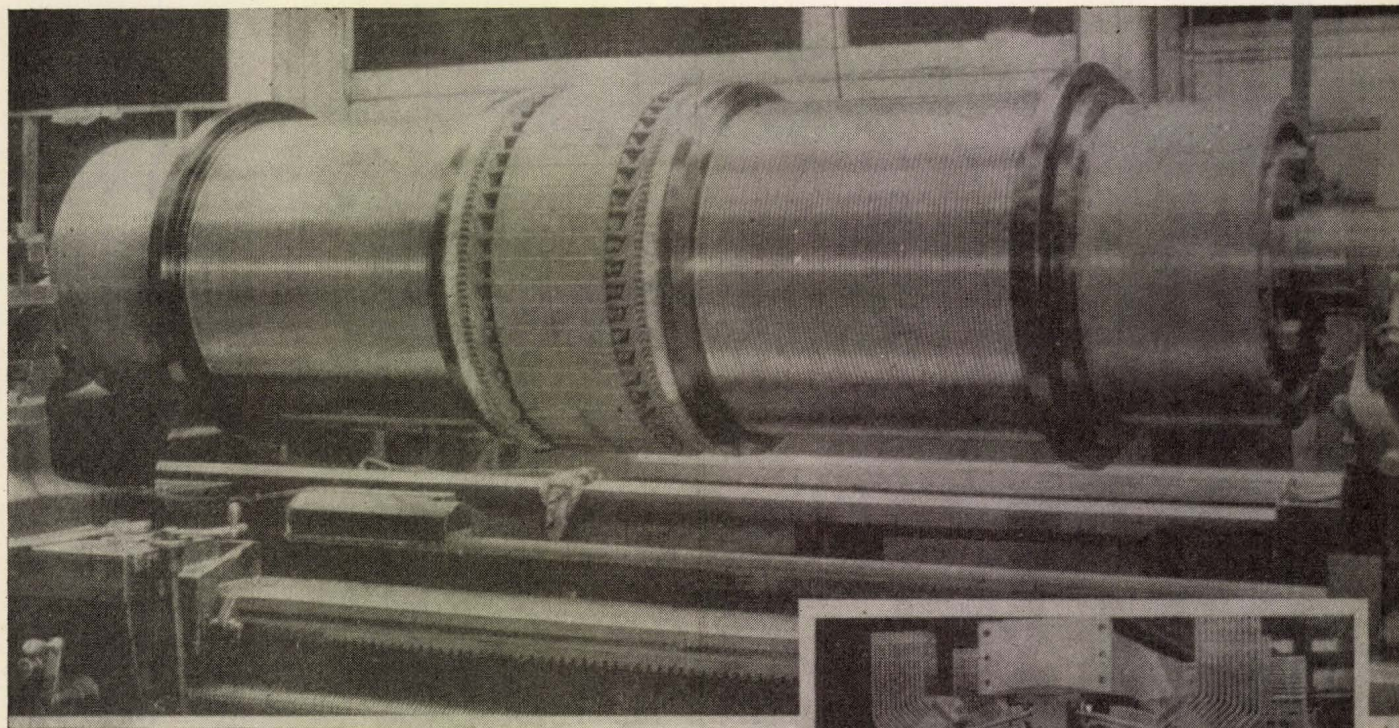
Érdekes, hogy a negatív sarkul szolgáló kefék 10–20-szor annyi ideig tartanak, mint a + sarknál levők. Ezért nyolcóránként úgy állítják a gépet, hogy a kefék jellege felcserélődjék.

A csőgyári egysarki dinamót 150 000 amper terhelésre tervezték, de már hosszú évek óta 270 000 amper terheléssel járatják. Sokezer kilo-

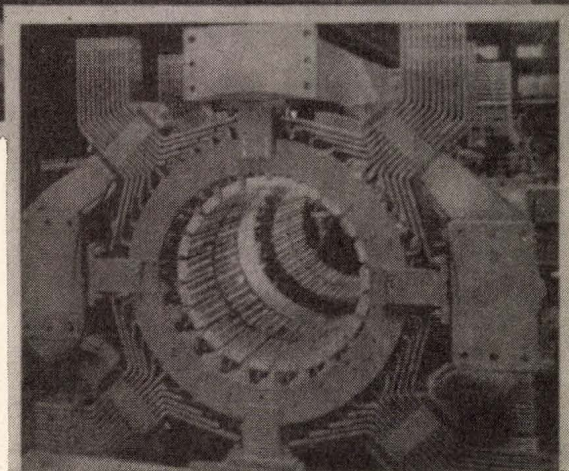


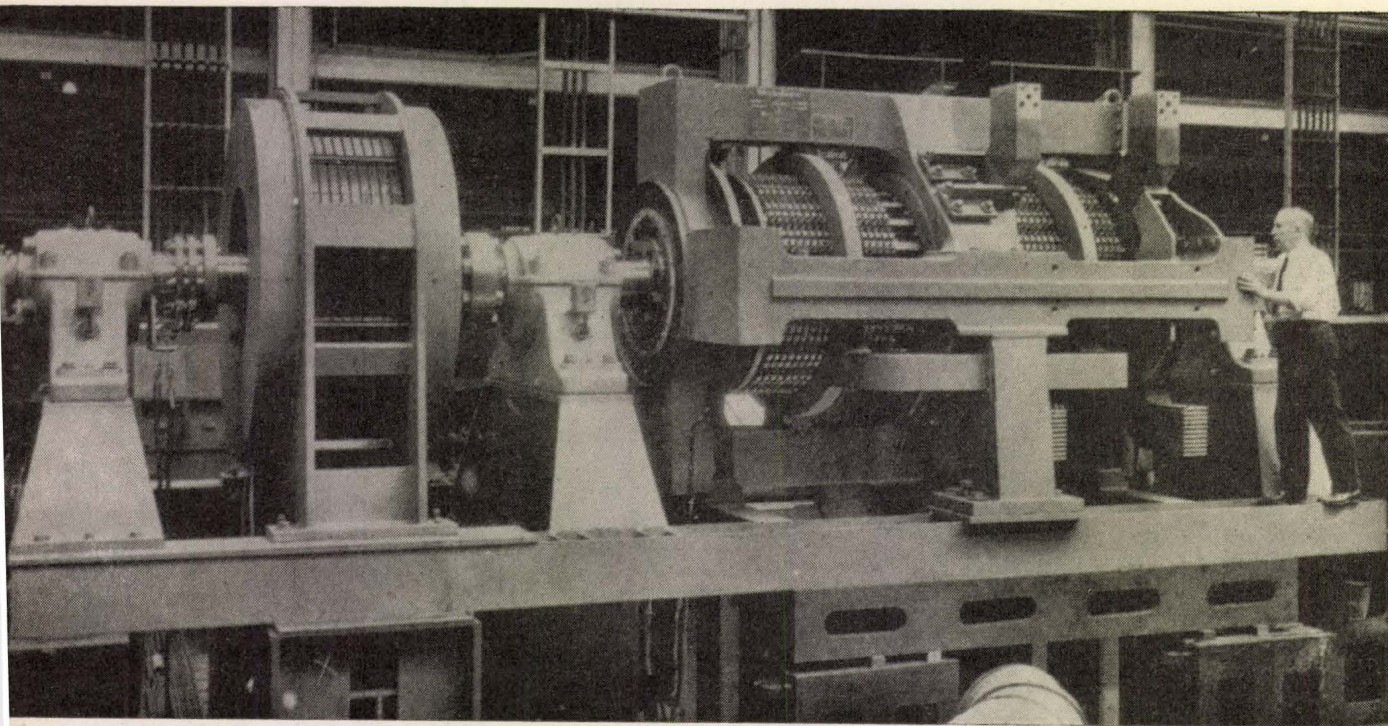
4. ábra. Ipari egysarki dinamó szerkezete

méter hosszúságú nagyátmérőjű olaj- és gázvezeték csövei készültek el a gyárban a gépen termelt árammal működő tompahegesztő berendezésekkel. (Tompáhegesztésnél a fémvégeket összehúzzák és egyidejűleg nagy áramerősségű árammal olvadáspontjáig hevítik az illesztési felületeket. A végek összeolvadnak és elválaszthatatlanul egyesülnek. Így hegesztik össze a vasúti síneket is a „hosszúsínesítésnél”).



5. ábra. A 150 000 amper terhelésre tervezett egysarki dinamó forgórésze (felül) és állórésze (oldalt)





6. ábra. Egysarki generátor próbapadon

Az egysarki dinamókkal nyert jó üzemi tapasztalatok a szerkesztőket arra készítették, hogy újabb, még nagyobb generátorokat építsenek, amelyek hivatva lesznek a magnetohidrodinamikus berendezések működtetésére.

Érdekes — és jó tudnunk —, hogy a múlt század 60-as, 70-es éveiben megépített Jedlik-féle

palackláncolat és csöves villamszedő a részecskegyorsító lökés-generátorokban jelent meg újból, a szerény unipolárinduktor pedig az atomipar fontos segédgépe lesz. A nagy magyar tudós találmányai tehát 100 évvel előzték meg korukat.

Horváth Árpád

A primér áramforrások fejlődési irányai

A primér áramforrások fejlesztésének ütemét a miniatűr és tranzisztorizált berendezések fokozott igényei az utóbbi években jelentősen meggyorsították. Hatásosabb aktív anyagok és műanyagok alkalmazása — a konstrukciók és gyártási technológiák továbbfejlesztésével párhuzamosan — nagy fejlődést eredményezett az elemek élettartamában és kapacitásában, valamint a teljesítmény/súly karakterisztikájában. A ma elektromérnöke világviszonylatban a telepek széles skálájából választhat áramforrást új elektronikus berendezései számára. A hazai gyártás mind teljesítmény, mind választék szempontjából még elmarad ugyan a világszínvonal mögött, az utóbbi évek nagyarányú fejlesztési és kutatási munkái azonban már sok hiányosság pótlását lehetővé teszik.

A fejlődési irányok — az alkalmazások célkitűzéseinek és az anyagok és technológiák által adott lehetőségeknek megfelelően — igen változatosak és szerteágazók. Tárgyalásunk alapjául az

alábbi felsorolásban feltüntetett rendszerek és típusok szolgálnak. Ez a rendszerezés utal az anód és katód anyagokra [azt az elektródot nevezzük a galvánelemnél *anódnak*, mely elektronleadás közben oldatba megy], továbbá nagy vonalakban a szerkezeti különbségekre. A felsorolt típusok azonban távolról sem egyformán jelentősek. Nézzük őket a következő sorrendben:

1. Szárazelemek:

- a) Leclanche—Pertrix rendszer,
- b) Mg—MnO_2 , Mg-szerveskatód, $\text{Mg—Bi}_2\text{O}_3$ rendszerek,
- c) a és b alatti rendszerek fagyálló kivitelben,
- d) Zn—HgO , Zn—MnO_2 lúgos rendszerek,
- e) Al—MnO_2 rendszer,
- f) In—HgO rendszer,
- g) Ti—PbO_2 , Ti—MnO_2 rendszerek,
- h) Zr—PbO_2 , Zr—MnO_2 rendszerek.

2. Tartalékelemek:

- folyadékkal aktivált elemek: Zn—AgO, Mg—AgCl, Mg—CuCl Mg-szerveskatód rendszerek,
- gázzal aktivált elemek: Zn—Cl₂ rendszer, (NH₄Cl—ZnCl₂ elektrolittal), (Al, Mg, Pb ill. Zn) — (MnO₂ ill. PbO₂) rendszerek (HBF₄ ill. HBO₃ elektrolittal), (Mg ill. Zn—MnO₂, ill. PbO₂) rendszerek (NH₄SCN—NH₃ elektrolittal),
- hővel aktivált elemek: Ca—Zn CrO₄, Ca—WO₃, Mg—ZnCrO₄ lúgos rendszerek (KCl—LiCl elektrolittal).

3. Különleges, újabb típusú elemek:

- szilárd elektrolitú rendszerek,
- napelemek,
- nukleáris cellák.

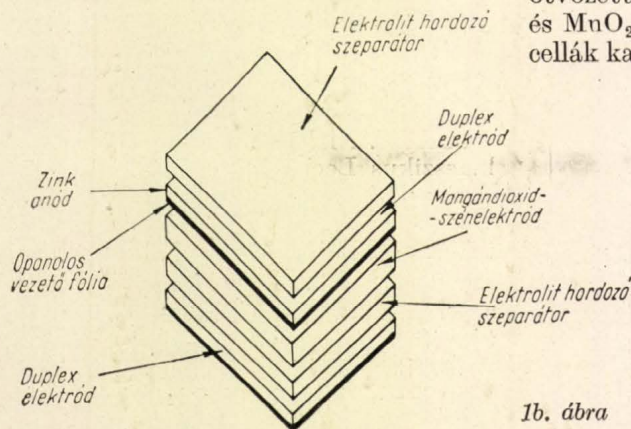
1. Szárazelemek

A mai szárazcellák alaptípusa 1888-ban született meg, amikor *Gassner* az eredeti *Leclanche* cella módosításával elkészítette az első praktikus szárazcellát. Ez a cella már megtestesítette a mai szárazcellák minden alapelvét, de élettartama és kapacitása korlátozott volt. A cella lényeges alkatrészeinek megtartása mellett — (Zn anód, MnO₂ katód, NH₄OH, illetve Pertrix típusnál MgCl₂ stb. elektrolit) — konstrukciós változtatásokkal a káros szennyezők kiküszöbölésével és magasabb hatásfokú anyagok használatával (pl. elektrolitikus MnO₂) mind a kapacitás, mind a tárolhatóság szempontjából elért eredmények igen jelentősek. Ezt jellemzően mutatják az alábbi számértékek:

1901-ben gyártott Leclanche telepek kapacitás csökkenése 6 hónapos tárolás után 35%, 1951-ben már gyártottak olyan Leclanche telepeket is, amelyek kapacitás csökkenése 6 hónapos tárolás után 2%.

1910-ben gyártott „D” méretű (∅ 3,2 × 5,7 cm) cellák normál üzemideje 260 perc, 1951-ben gyártott „D” méretű cellák normál üzemideje 800—1000 perc.

Ezek az adatok, valamint az a tény, hogy az évenként gyártott szárazcellák 90%-át ma is a Leclanche telepek képezik, bizonyítja, hogy ez a teleptípus ma is jelentős szerepet tölt be. A cellák

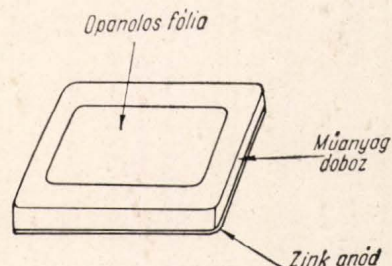


1a. ábra

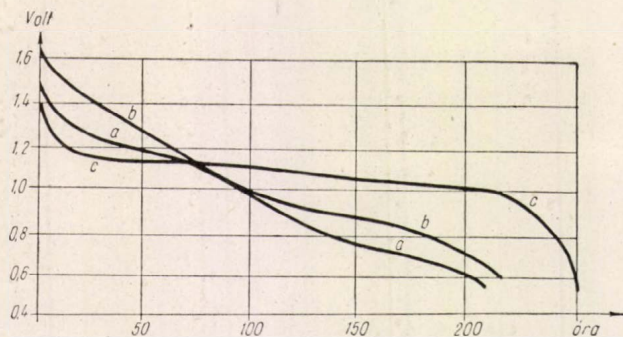
elektromotoros ereje 1,5—1,6 V, a kapcsolófeszültsége a terheléstől függően kisebb. A kapcsolófeszültség-időgörbe lefutása meredek. Jelenleg két alapvető cellatípust gyártanak; konstrukció szempontjából nézve: a henger alakú és a lapos, rétegelt szerkezetű alaptípust (1/a—1/b ábrák).

Világviszonylatban már az 1940-es évek óta, hazai viszonylatban 1958 óta folyik a kutatás abból a célból, hogy a Leclanche cellák cink anódját, előnyösebb tulajdonságú fémme helyettesítsék. Különböző fémek vizsgálata során azt találták, hogy erre a célra legalkalmasabb a Mg, mivel lényegesen magasabb a reverzibilis elektród-potenciálja, mint kétszer nagyobb a súlyegységenkénti Aó kapacitása, mint a Zn-é. Hátránya azonban, hogy nagy elektronegativitása folytán jelentős a korrozio sebessége. Emiatt a Mg áramtermelés nélkül is oldatba megy, azaz az elem terhelés nélkül kisül. A kutatás egyik súlyponti kérdése a korroziosebesség csökkentése. Ezen a téren egyrészt a tiszta Mg ötvöztetésével, másrészt megfelelő inhibitorok alkalmazásával értünk el eredményt.

A kutatás első fázisában a kísérleti szárazelemek összetétele a következő volt: AZ 31 jelű Mg ötvözetanód, LiCrO₄-tal inhibált MgBr₂ elektrolit és MnO₂ + BaCrO₄ + acetilénkorom katód. Ezen cellák kapacitása meghaladta a Leclanche cellákét,



1b. ábra



2. ábra

a) Leclanche cella, b) Mg — MnO_2 cella, c) Mg — dinitro benzolos cella

de feszültség-idő görbékük meredek volt, azonkívül még nagy volt a tárolás alatti kapacitás csökkenésük.

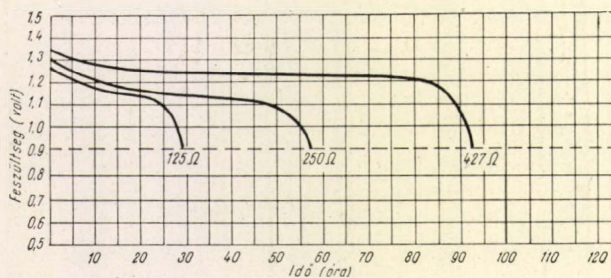
Jelentős javulást eredményezett a cellák tulajdonságaiban a szerves katódanyagok alkalmazása. Ezen anyagok közül soknak 5–8-szor annyi az elméleti A.perc/g kapacitása, mint az MnO_2 és HgO -nak, amiket jelenleg használnak a kereskedelmi cellákban, azonkívül az áramtermelő reakciókban jó hatásokkal alakulnak át elektromos energiává. A Mg-organikus katódú cellák működési feszültsége és egyéb jellemzői a használt organikus vegyületek struktúrájától függenek, de általában laposabb a feszültség-idő görbékük és kisebb a tárolás alatti kapacitás csökkenésük, mint a MnO_2 celláké. A tanulmányozott vegyületek főbb csoportjai a következők: aromás aminok, aromás-nitró-, aromás-nitrozó vegyületek, dibázikus savak imidjei, ciklusos ureidek stb. A 2. ábrán egy-egy „C” méretű Leclanche, (a) Mg— MnO_2 (b) és Mg-dinitrobenzolos cella (c) feszültség-idő görbéit tüntetjük fel (2. ábra). Az ábra adatai mindkét típusú Mg cella fölényét mutatják a Leclanche cellával szemben. Az organikus cellák előnyös tulajdonságai: konstans működési feszültség és a

két MnO_2 cella típusánál nagyobb teljesítmény, 1,2–0,9 V között. A Mg-organikus cellák előnye, hogy olyan új anyagok használatát teszik lehetővé, amelyek kiküszöbölik az import érc- és nyersanyagok használatát.

Fejlesztési munkák folynak még bizmutoxid katód, Mg cellában való alkalmazására, a kísérletek jelen stádiumában azonban ez a típus nem tekinthető versenyképesnek az előbb említett típusokkal.

A Mg szárazelem egyes üzemi gyártástechnológiai kérdései mint pl. Mg hüvelyek ütőszajtolási technológiájának tökéletesítése stb. képezik jelenleg világviszonylatban a megoldandó problémákat. A hazai munkák még ugyancsak a kutatás stádiumában vannak.

Mind a Zn, mind a Mg— MnO_2 cellák alacsony hőmérsékleten való működésével kapcsolatban sok kutatási és fejlesztési munkát végeztek 1946 óta. A 3. ábra a két cella típus kapacitásának

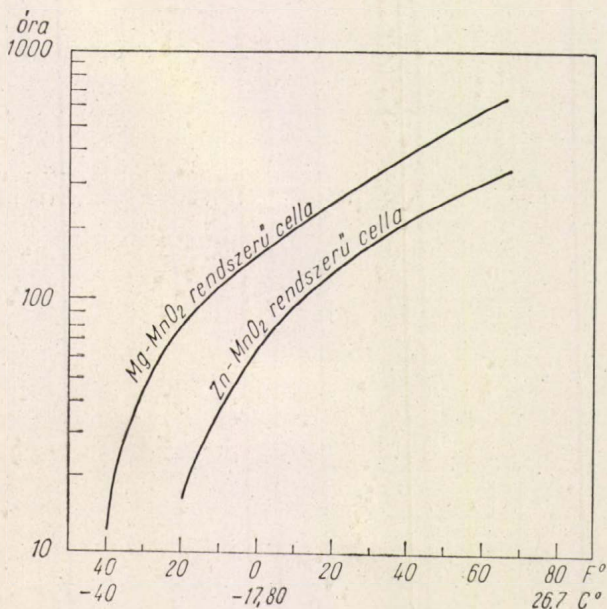


4. ábra

hőmérsékletfüggését mutatja (3. ábra). Mint látható, némi javulást értek el az alacsony hőmérsékletű telepek területén, azonban a cella teljesítményének további növelése még szükséges.

A Leclanche cellák után legnagyobb gyakorlati jelentősége a Zn— HgO celláknak van. Leglényegesebb jellemzői: magas energia/térfogat-arány, lapos kisütési görbe, hosszú tárolhatóság, mérettartó, biztos mechanikai felépítés és magas hőmérsékleti tartományban (100 °C-ig) jó működőképesség. A 4. ábra egy hazai TT-1 típusú telep kisütési görbéit mutatja (4. ábra). Fenti kiváló tulajdonságai miatt a Zn— HgO cella típus rövid idő alatt nagyon elterjedt, különösen a tranzisztoros berendezésekben (hallásjavító-, rádiókészülékek), használják továbbá összehasonlító feszültségétalonként olyan műszerekben, amelyekben a Westonféle normál elem nagy pontossága nem szükséges. Alakjuk, felépítésük általában eltér a klasszikus Leclanche cellák konstrukciójától.

A cellák amalgámzott Zn anódot tartalmaznak, vagy finomszemcsés porból préselt pasztilla, vagy tekercselt hullámos lemez alakban. A katódot kis szemcseméretű, vörös higanyoxid porból préselik, amelyhez a vezetőképesség növelése céljából szintén finomszemcsés (5–10 μ) grafitot kevernek. A grafit mennyisége a telep felhasználásától függően 1–50% között lehet; megválasztásánál figyelembe kell venni, hogy a HgO /grafit arány a ki-



3. ábra

sütés folyamán megváltozik, tehát célszerű az optimális aránynál alacsonyabb grafit százalékot választani.

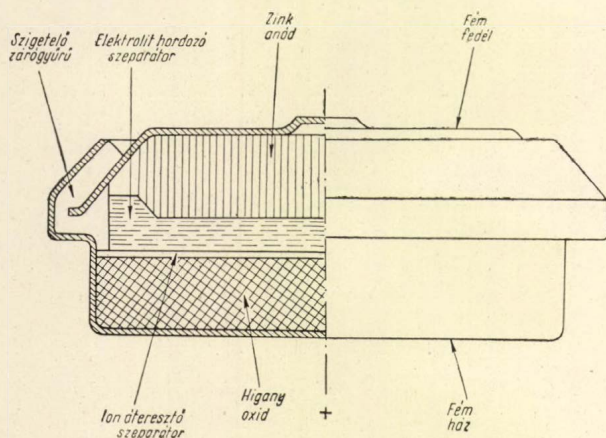
Mindkét elektród préselésénél kismennyiségű kötőanyagot használnak, amely szükséges a mechanikai szilárdság biztosításához, de ugyanakkor nem növeli meg számottevő mértékben a belső ellenállást.

A HgO-os telepek elektrolitja ZnO-dal telített KOH. Ez részt vesz ugyan az áramtermelő reakcióban, de a kisütés folyamán a többi elemtípustól eltérően változatlan mennyiségben marad a telepben. A cinkát ion fontos szerepet tölt be, a tömeghatás törvénye alapján megakadályozza, hogy a KOH megtámadja a cink anódot tárolás alatt, tehát az elem stabilitását biztosítja.

Az elektrolitot vagy kocsonyásított alakban, vagy nagy nedvszívó képességű kender és farost keverékével készített, alkáli ellenálló papírba felszívott állapotban viszik be a cellákba.

A HgO telep megfelelő működésének egyik legfontosabb feltétele az elem alkatrészeinek pontos összeépítése. Ez olyan módon valósítható meg, hogy a telepet egy szilárd tartóvázzal burkolják, amely nem lép reakcióba az elem aktív alkotórészeivel. Erre a célra olyan, acélból készült edények felelnek meg a legjobban, amelyek biztosítják a légmentes lezárás mellett a fejlődő gáz eltávolítását.

Ez a szelephatás elvén működő, duplafedelű elemház alkalmazásával érhető el. Egy ilyen cella konstrukcióját mutatja be az 5. ábra.



5. ábra

A Zn—MgO cellákhoz hasonlóak az alkálikus Zn—MnO₂ cellák, amelyek korona alakú tartály konstrukciójuk miatt „koronaelem” néven ismeretesek. Ezek a kis cellák MnO₂ katódból, vizes KOH elektrolitból és amalgamozott Zn por anódból állnak szintén pasztillázott kivitelben. Nyitott áramköri feszültségük 1,52 V és, bár nem adnak olyan magas fajlagos kapacitást, mint a HgO cellák, ár szempontjából előnyösebbek.

Meg kell még említeni az Al—MnO₂ és az In—HgO típusú szárazcellák fejlesztését.

Az első, az alumínium anódú cella megfelel a Leclanche és a Mg—MnO₂ celláknak: Al anódtartályból, vizes AlCl₃ elektrolitból és MnO₂ katódból áll.

ból áll. Az elektrolithoz (NH₄)₂Cr₂O₇-ot adnak, hogy inhibálják az Al korrozióját. Ezek a cellák kb. 0,1 V-tal magasabb feszültségen működnek, mint a Leclanche cellák, hasonló feszültség-idő görbe lefutással. A teljesítmény és élettartam megjavítására ennél a cellatípusnál még további kutatás és fejlesztés szükséges.

A másik fejlesztés a Zn—HgO cellától abban különbözik, hogy In anódot használ Zn helyett. Ezek a kis cellák hermetikusan lezárhatók, mivel az In anód korrozióval szemben ellenállóbb, mint a Zn és így kevesebb gáz szabadul fel. Feszültség-idő görbéjük jellege is hasonló a Zn—HgO cellákéhoz, működési feszültségük 0,2—0,3 V-tal alacsonyabb, de tárolhatóságuk még kedvezőbb. A-In—HgO cellákat speciálisan elektronikus órákban való használatra tervezték.

Kísérleti munka folyik a Ti és Zr szárazelem anódként való felhasználhatósága céljából is. Elsősorban a két fém elektrokémiai jellemzőit és korrozios viselkedését tanulmányozták különböző oldatokban. Az elméleti teljesítmény- és potenciálérték mindkét fémnél igen kedvező:

	Ti	Zr	Zn
Amp · perc/g	134	70,6	49,4
Elektrod potenciál	1,19	1,53	0,76

Ismeretes már néhány kísérleti szárazcella kisütési eredménye is. A cellákat Ti vagy Zr serlegbe szerelték és katódanyagként PbO₂-ot vagy MnO₂-ot használtak. A leginkább használt elektrolit hidrogénfluoridot, ammoniumfluoridot és káliumkloridot tartalmaz. A Ti—MnO₂ cellák nyílt áramköri feszültsége 1,75 V, 10 mA/cm² terhelésnél leesik 1,4 V-ra. Ezen értékek reprodukálhatósága azonban még nincs megoldva. A Zr—H₂SO₄—PbO₂ cellák különböző kromát adalékokkal 0,2—0,3 V-al magasabb feszültségen működnek, a kisütési görbe lefutása azonban kedvezőtlenebb, mint a Ti—PbO₂ celláknál.

További kísérletek folynak olyan cellák építésére, amelyek vízmentes elektrolitokat tartalmaznak abban a reményben, hogy megakadályozzák, illetve csökkentik a Ti, illetve Zr elektrodozon oxidréteg képződését. Nátriumacetátolvasztott hidrátjával, FeCl₃, CaCl₂, KF és jégcet vízmentes oldatával stb. végzett kísérletek azonban ez ideig nem adtak kielégítő eredményt.

A fontosabb szárazelemek összetételét és jellemzőit az 1. táblázat mutatja.

2. Tartalék telepek

Tartalék telepeknek nevezünk olyan primer cellákat, amelyek inaktív állapotban vannak összerakva és csak használat előtt aktiválják őket. Néhány előnyös tulajdonsággal rendelkeznek a szokásos primer szárazelemekkel szemben. Ilyenek: aktívabb elektrokémiai rendszerek alkalmazhatósága, hosszú élettartam, nagy megbízhatóság. A fontosabb cellák 3 csoportra oszthatók:

- olyadékkal aktivált telepek,
- gázzal aktivált telepek,
- hővel aktivált telepek.

Anód—Katód	Elektrolit	Elektromotoros erő V	Átlagos üzemi feszültség V	Teljesítmény	
				Watt · perc/g	Watt · perc/cm
Zn—MnO ₂	NH ₄ Cl—ZnCl ₂	1,5—1,65	1,25	4,0	6,1
Mg—MnO ₂	MgBr ₂	1,8—2,0	1,4—1,5	5,8	12
Mg—Szerves katód	MgBr ₂	1,65	1,15	8,5	12
Mg—Bizmutoxid	MgBr ₂	1,6	1,03	6,2	12
Zn—HgO	KOH	1,34	1,3	7	32
Zn—MnO ₂ (korona).....	KOH	1,52	1,15	2,6	8,1
Al—MnO ₂	AlCl ₃ —(NH ₄) ₂ Cr ₂ O ₇	1,7	1,3	—	—
In—HgO.....	KOH	1,15	1,05	—	—

a) A cink-ezüstoxid tartalék telepeket olyan alkalmazási területekre fejlesztették ki, ahol a teljes kapacitás 1—10'-en belüli leadás a szükséges. Az aktiválás úgy történik, hogy a káliumhidroxid elektrolitot tartalmazó diafragmát elektromos impulzus hatására egy gyújtó segítségével szétzakítják, miáltal az elektrolit bekerül a cellába. Az aktiválási idő mindössze néhány tized másodperc. A wattó/súly, illetve wattó/térfogat kapacitásuk, magas, a feszültség szintjük konstans magas energiakivétel mellett is.

Fontos szerepet töltenek be a Mg anódú, vízzel aktivált tartalék telepek. Előnyük, hogy az elektrolitot nem szükséges a teleppel együtt szállítani, hátrányuk viszont a lassú aktiválódás, ami több másodpercet is igényel. Mivel a Mg oldódásának reakció energiája részben mint hő szabadul fel, ezek a cellák negatív hőmérsékleteken is (–50, –70 C°) alkalmazhatók. Ez a tulajdonság különösen fontos a meteorológiai szondákban, kihasználják azonban fényjelző és tengerészeti berendezésekben is. Világviszonylatban kereskedelmihez hozzáférhető a Mg—AgCl és Mg—CuCl cella, míg hazai viszonylatban csak az utóbbi van kifejlesztve (6. ábra). Az AgCl-os cellák 0,2—0,3 V-tal magasabb feszültségen működnek és kapacitásuk is nagyobb, a CuCl-os cellák viszont lényegesen olcsóbbak.

Nagyon előnyös tulajdonságokat mutatnak a fejlesztés alatt álló Mg-szerves katódanyagú (N-halogén vegyületek, pl. triklór-melamin) vízzel

aktiválható cellák. Az N-halogén vegyületek 0,6—0,7 V-tal magasabb elektród potenciálon működnek, mint az AgCl, azonkívül nagy az elméleti A.perc/g kapacitásuk is. A kísérletek szerint olyan telepek készíthetők, amelyeknek csaknem kétszer akkora súly- és térfogategységenkénti kapacitásuk van, mint a Mg—CuCl telepeknek.

b) A gázzal aktivált cellák közül jelenleg három típus fejlesztéséről vannak adataink.

A Zn anódot, NH₄Cl—ZnCl₂ elektrolitot tartalmazó cella katódja Cl₂ gáz. A cellát úgy aktiválják, hogy egy palackból klórt vezetnek be porózus szén elektródba.

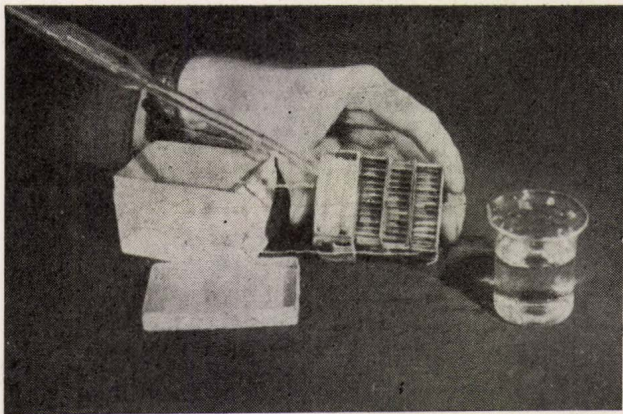
A Mg vagy Zn anódot, PbO₂ vagy MnO₂ katódot tartalmazó cellák amóniagáz elektrolit, a Mg, Al, Pb, Zn anódot és PbO₂ vagy MnO₂ katódot tartalmazó cellák bortrifluorid gáz elektrolit hozzáadásával aktiválhatók.

Ezeket a cellákat nagy teljesítményre tervezték. Előnyeik: nagy kapacitás, kedvező alacsony hőmérsékleti tulajdonságok és alacsony ár.

c) A hővel aktivált cellákban az elektrolit szobahőmérsékleten nem vezető, szilárd anyag. Aktiváláskor megolvasztják az elektrolitot, amely ezáltal vezetővé válik és így a cella áramtermelésre képes lesz. Az anód rendszerint Ca vagy Mg, a katód fémkromát vagy oxid pl. ZnCrO₄ vagy WO₃, az elektrolit alkáli halogén pl. LiCl vagy KCl. Előnyük: magas működési feszültség (3,0 felett) nagy áramkivétel mellett is, hosszú élettartam, inaktivált állapotban. Működési élettartamuk rövid, ezért használatuk főként olyan katonai berendezésekre van korlátozva, amelyeknél néhány perces működés szükséges. A fontosabb tartaléktelepek összetételét és jellemzőit a 2. táblázat mutatja.

3. Újabb típusok

Különösen katonai felhasználási területeken igényelték olyan telepeket, amelyeknek sok éves az élettartamuk csekély (mA-nél kisebb) áramszolgáltatás mellett, a méretük kicsi, szerkezetük szilárd és alacsony az áruk. Ezt az igényt elégítik ki a szilárd elektrolitú cellák, amelyek várt élettartama 10—20 év. Ez a cella típus átmenetet képez a szokásos folyékony elektrolitú cellák, a napelemek és nukleáris cellák között, mivel, bár



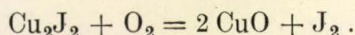
6. ábra

Anód—Katód	Elektrolit	Aktiváló anyag	Átlagos üzemi feszültség V	Teljesítmény	
				Watt · perc/g	Watt · perc/cm ²
Zn—AgO	KOH	KOH	1,4—1,5	6,6—7,4	11,4—13,2
Mg—AgCl	MgCl ₂	H ₂ O	1,3—1,6	max. 10,6	max. 29,3
Mg—CuCl	MgCl ₂	H ₂ O	1,1—1,3	2,6—4,0	5,1
Mg—Szerves katód	MgCl ₂ , MgBr ₂	H ₂ O	1,9—2,3	max. 8,0	max. —8,4
Zn—Cl ₂	NH ₄ Cl—ZnCl ₂	Cl ₂	1,3—1,9	—	—
Al, Mg —PbO ₂ , MnO ₂	HBFe ₄ , HBO ₃	BF ₃	1,6—2,1	—	—
Pb, Zn —PbO ₂ , MnO ₂	NH ₄ SCN—NH ₃	NH ₃	—	2,0—2,6	3,7
Ca—ZnCrO ₄	KCl—LiCl	—	3,28	—	—
Mg—Bázisos ZnCrO ₄	KCl—LiCl	olvasztott	2,23	—	—
Ca—WO ₃	KCl—LiCl	KCl—LiCl	2,48	—	—

szilárd alkotó elemekből áll, elektromos energiáját kémiai energiából alakítja át. A cellák két csoportra oszthatók:

1. Szilárd elektrolitú telepek katódgáz reakcióval,
2. Szilárd elektrolitú telepek szilárd katód reakcióval.

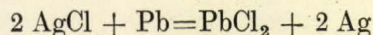
Az 1) csoportba tartozó cellák felépítése pl. a következő: a katód egy tantálcso, amely tartalmazza a katódkeveréket. A katódkeverék lehet maga a jodid, vagy megfelelő vegyület, amely halogén, főleg jód gőztenziót képes létrehozni és egy semleges elektromos vezetőanyag, pl. C keveréke. Megfelelő vegyület lehet pl. AgJ, AgBr, CsJ₃ stb. Használhatnak azonban bizonyos oxidációs-redukciós keverékeket is, mint pl. Cu₂J₂ + KMnO₄, ahol a KMnO₄-ből felszabaduló O₂ szabadítja fel a szükséges J₂-t:



Az összeállítás során a cső egyik végét nitrogén áramban pl. AgJ-val zárjuk le. Az Ag anód az AgJ-ba van beágyazva. A cső másik végét jodid, vagy egyéb halogén származék hozzáadása után vácuum alatti hideghegesztéssel zárják le (7. ábra).

Egy Ta(J₂/AgJ)Ag cella nyílt áramköri feszültsége 0,67 V, rövidzárási árama 18 mA-ig terjed. Ezen cellákkal kapcsolatos problémák: a reakciókövetkeztében előálló térfogat növekedés (a reakciótermék nagyobb térfogatú, mint a kiindulási termékek) és a korrozión katódgáz hermetikus lezárása.

A 2. csoportba tartozó cellák szilárd katódreakcióval működnek. Ennek a teleptípusnak egyik példája az Ag(AgCl)Pb rendszer. A

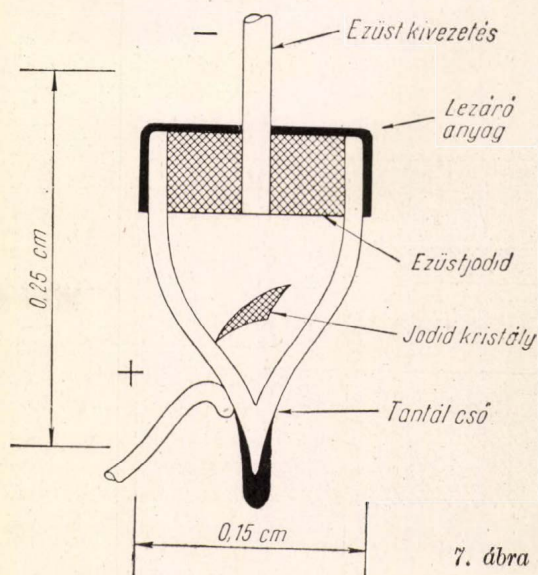


cellareakció közelítőleg 0,5 V nyílt áramköri feszültséget eredményez. Ennek a típusnak egyik lényeges előnye az, hogy teljesen szilárd a struktúrája, ami kiküszöböli a korrozív gázok hermetikus lezárásának szükségességét.

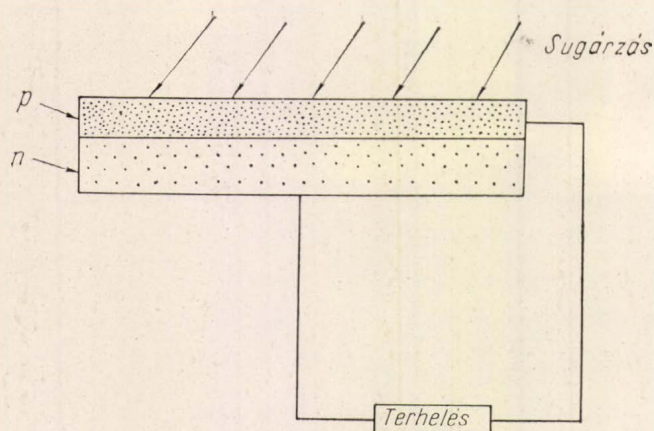
Felhasználható sugárzásvédő —, figyelmeztető berendezések áramforrásként, kondenzátor feltöltésre és előfeszültség áramforrásként magas impedanciájú áramkörökben.

Bár a fotoelektromos effektus felfedezése több, mint 100 évvel ezelőtt történt (1839 Bequerel), első gyakorlati alkalmazásával csak az 1930-as években találkozunk. Az első szelén cellákat alacsony hatásfokuk miatt azonban csak mint fénymérőket alkalmazták. A fotoelektromos cellák legújabb típusait, melyek lényegesen jobb hatásfokúak, jobb minőségű anyagokból készítik; egy speciális típusú határrejtege van két félvezető között, ami mint p-n átmenet ismert, a régi fém félvezető átmenet helyett. A legfontosabb különbség azonban az, hogy az új cellák egykristályokat használnak, a régi polikristályokkal ellentétben.

A 8. ábra az új cellatípusok egyikének elvi felépítését mutatja. Egy n-típusú félvezető felső felületét porlasztással, vagy ötvözással kezelik, ilyen módon egy vékony p típusú réteget hoznak létre rajta. Ez a réteg elég vékony ahhoz, hogy fény hatolhasson át a határreteg diffúziós hosszúságán keresztül. A kivezető drótok a p és n típusú részekhez csatlakoznak.



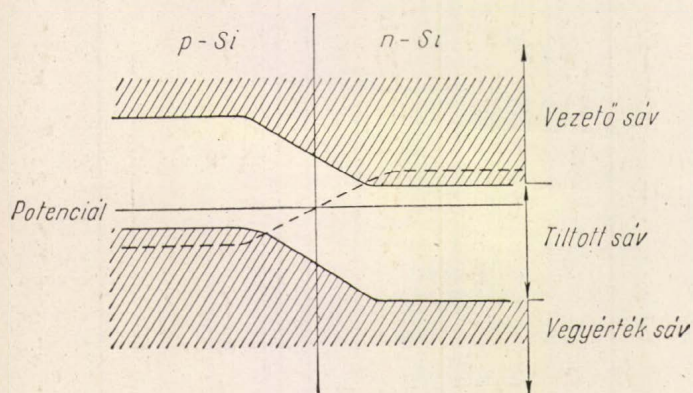
7. ábra



8. ábra

Ennek a cellának a legfontosabb része a p—n határreteg, ahol a sugárzó energia elektromossággá való átalakulása végbemegy. Ilyen határreteget, amelynél a kontaktpotenciálhoz hasonló belső potenciálkülönbség áll fenn, mutat be a 9. ábra. A potenciál eloszlást a pontozott vonal jelzi. Az alul feltüntetett vegyérték sávban van az elektronok legnagyobb része. A felső részen feltüntetett vezetősávban az elektronoknak csak kis töredéke található. Az elektronoknak a vezetősávban levő száma növelhető a hőmérséklet felemelésével, vagy azért, hogy a félvezetőt látható fény, ultra-viola fény, X sugárzás vagy nukleáris sugárzás hatásának teszik ki. A vegyérték és a vezetősáv között van a tiltott sáv, ahol elektronok nem lehetnek jelen. (Ennek a sávnak a szélessége az anyag fontos tulajdonságait határozza meg. Ha a szélesség 0 eV, az anyag fém, ha kb. 1 eV az anyag félvezető, ha néhány eV-nál több az anyag szigetelő.)

Működés közben a fény hatására elektronok a vezetősávhoz jutnak és pozitív üregek keletkeznek a vegyérték sávban és így elektromos áram jön létre. Ez azonban csak akkor következik be, ha a sugárzás kvantumenergiája \geq a tiltott sáv



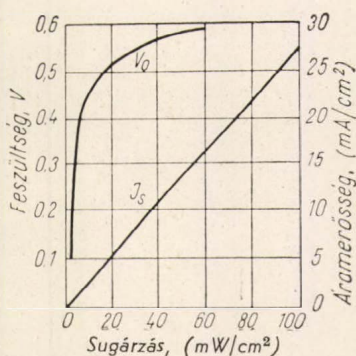
9. ábra

rés energiájánál. Amikor az ilyen berendezések napfényvel működnek, „napelemeknek”, amikor nukleáris sugárzással működnek, „nukleáris telepeknek” nevezzük őket.

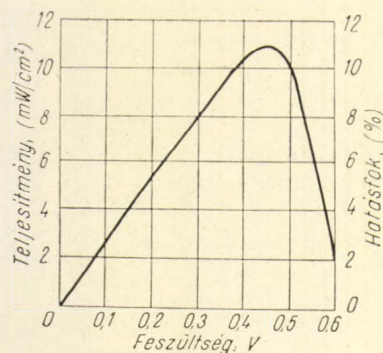
A napelem gyakorlati kivitelezésénél általában n-típusú szilícium tárcsát használnak, amelybe bór gázt diffundáltatnak. A diffúzió mélységét az idő és hőmérséklet határozza meg. Egy ilyen cella görbéit mutatja a 10/a és 10/b ábra. Az ábra bal oldalán van feltüntetve a nyílt áramköri feszültség, V_0 , mint a napfény intenzitás függvénye, I_s a rövidzárási áramot jelzi. A feszültség logaritmikusan, az áram pedig lineárisan emelkedik. Jobb oldalon az energia kivétel és a teljesítmény van feltüntetve teljes napfénynél (100 mW/cm^2) változó feszültséggel, ami a terhelő ellenállás változásának tulajdonítható. A maximális hatásfok 11%, az átlagértékek 8% körül vannak.

Kutatás folyik újabb anyagok Ge, CdS, InP, CdTe, GaAs napelemben való felhasználására is.

Érdekes a Leclanche cellák és a napelemek összehasonlítása energia és ár szempontjából. A Leclanche celláknál 1 Wó 2 cent. A napelemek-



10a. ábra



10b. ábra

nél 8% hatásfok mellett 1 Wó kapacitás 340 dollár. Feltételezve tehát, hogy a telep teljes energiájának egyhatod részéig működik; ahhoz, hogy a napelem versenyképes legyen a Leclanche cellával, 10 évig kellene működnie. A hatásfok javulásával és az előállítási költségek csökkentésével ez a szám változni fog.

Bár az egyes teleptípusoknál csupán a fontosabb képviselők tárgyalására szorítkoztam, látható az a hatalmas fejlődés, ami a primér elemek területén az utóbbi évtizedekben bekövetkezett mind minőség, mind választék szempontjából. Ez természetesen hazai viszonylatban is érezteti hatását. Míg 1958 előtt csak a Leclanche szárazelem és Zn—PbO₂ töltőelem gyártása és fejlesztése történt, addig ma már eredményes kutatás folyik a HgO-os és magnéziumanódú szárazelemek kifejlesztésére, a CuCl—Mg töltőelemnek pedig már kisüzemi gyártási technológiája is kidolgozást nyert. Ez utóbbi típus meteorológiai szondákban való alkalmazása eredményesnek bizonyult. Ezen munkák a TKI elektrokémiai laboratóriumában történtek.

Matók Györgyné

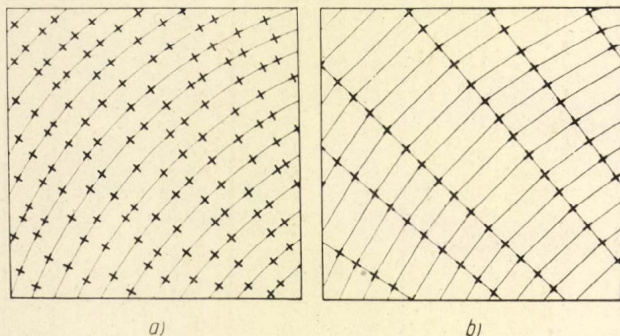
Reális kristályok szerkezete

IV. Diszlokációk vizsgálata röntgendiffrakciós és elektronmikroszkópos módszerekkel*

A cikksorozat első számában dr. Gyulai Zoltán és Jeszenszky Béla foglalkozott az ideális és reál-kristályok közti eltérésekkel, és az utóbbiban fel-lépő kristályhibák típusaival. Jeszenszky dolgo-zatában a diszlokációk fénymikroszkóppal történő vizsgálatát tárgyalta. Jelen dolgozatunknak az a célja, hogy beszámoljunk a diszlokációk kimu-tatására eddig kialakult röntgendiffrakciós és elektronmikroszkópos módszerekről.

Röntgendiffrakciós módszerek Diszlokációk rendeződésével kialakuló szerkezet vizsgálata

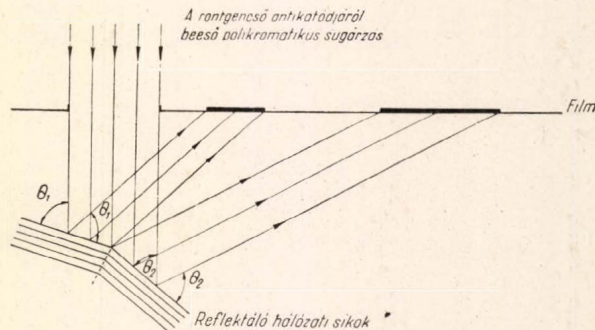
Polikristályos fémek szemcséi közelítőleg egy-kristályoknak tekinthetők, bennük az azonos indexű hálózati síkok normálisai a szemcse egész térfogatában közel párhuzamosak. Különböző szemcsék orientáció különbsége azonban néhány 10° -ot is kitehet, az egyes szemcséket jól definiált szemcsehatárok választják el egymástól. Ezeket az egykristálynak tekinthető szemcséket bizonyos körülmények között mozaikhatárok kis orientáció különbséggel rendelkező mozaikblokkokká osztják. Ezek a mozaikhatárok deformáció és enyhe hő-kezelés hatására könnyen elmozdulnak.



1. ábra. a) Plasztikusan deformált kristályrács azonos előjelű el diszlokációkat tartalmaz. b) Ezek hő hatására mozaik-határokká egyesülnek. (Flügge: Handbuch der Physik XXXII, 428 o.)

A mozaikosodás fő oka az úgynevezett poli-gonizáció. [1] Plasztikusan deformált kristályrács-ban ugyanis az 1. ábra szerint főleg azonos elő-jelű diszlokációk lépnek fel. Viszonylag — az anyag olvadáspontjához képest — alacsony hő-mérsékleten a diszlokációk egymással kis szöget bezáró vonalakba rendeződnek és mozaikhatá-rokat alkotnak. Egy ilyen mozaikhatár két olda-

lán a hálózati síkok deformáltsága megszűnik, viszont a két szomszédos mozaikblokk között kis, maximálisan $1-2^\circ$, de többnyire néhány perc ori-entáció különbség van. További hőkezelés hatá-sára egyes szemcsék mások rovására megnőnek és így az orientációkülönbség is nagyobb lesz.



2. ábra. Reflexió, két egymáshoz képest elforgatott kris-tálytartományról. A rajzon látható esetben a Laue-folt szétválék

Ezt a jelenséget sokan tanulmányozták röntgen-diffrakciós módszerekkel. Nagyobb orientációkülön-b-ségek mérésére elegendő egyszerű Laue felvételeket készíteni. Itt az álló kristályt polikromatikus sugárzás éri, amelyből minden hálózati sík azt a hullámhosszat reflektálja, amely az adott esetben a Bragg egyenletnek éppen megfelel. E szerint a beeső röntgensugárzás hullám-hossza (λ), a reflektáló hálózati síksereg tagjainak merő-leges távolsága (d), és a beeső röntgen sugárzás irányá-nak a reflektáló hálózati síkkal bezárt szöge (Θ) ki kell elégítsék a

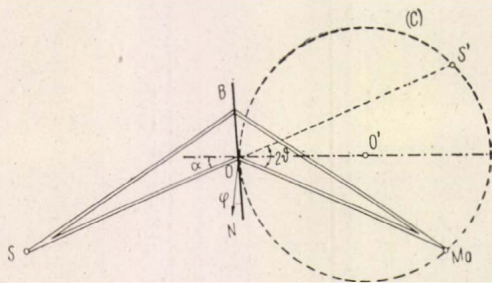
$$2 d \cdot \sin \Theta = n \cdot \lambda$$

egyenletet. Ha a sugárzás egyszerre két szemcsét vagy mozaikblokkot ér, amelyek orientációja különböző, akkor ezek a 2. ábra szerint más-más Θ szög alatt reflektálnak, és így a filmen megjelenő Laue-foltjaik szétválának. A szét-vált foltok távolságából és a felvétel egyéb adataiból (preparátum-film távolság, folt távolsága a film közép-pontjától) az orientációkülönbség szöge számolható.

Ezzel a módszerrel azonban mintegy $1^\circ 30'$ -nél kisebb orientáció különbségeket már nem mérhetünk, mivel ekkor a két blokknak megfelelő Laue-foltok már nem válnak szét. A felbontókéesség növelhető ugyan valamennyire úgy, hogy a sugárnyaláb átmérőjét csök-kentjük, azonban ezáltal a besugárzott, tehát vizsgált térfogat is csökken.

Számos különleges röntgendiffrakciós módszer szüle-tett, amelyek segítségével viszonylag nagy térfogatról készíthetünk nagy felbontású felvételt. Egy ilyen módszer Guinier-től és Tennevin-től származik [2,3]. A készülék elve a 3. ábrán látható és azon a tényen alapszik, hogy ha szétartó polikromatikus röntgen sugárnyaláb éri a C kör érintője mentén B -ben elhelyezett preparátumot, akkor reflexió után a sugarak ismét egy pontban egye-sülnek és ez a pont a C kör kerületén van. Attól függően, hogy a hálózati sík normálisa a kör O pontbeli érintőjével milyen szöget zár be, változik a fókuszált folt helye a körön. A fókuszált folt nagysága tökéletes kristály ese-tén a röntgenszó fókuszfoltjának méreteitől és a kristály vastagságától függ. Fenti szerzők diszcutálták ezeket az effektusokat és megállapították, hogy optimális esetben,

* A cikkben szereplő diszlokációs alapfogalmakat Jeszenszky—Hartmann összefoglaló dolgozata (Fizikai Szemle 10, 11, 337) tartalmazza.



3. ábra. Guinier és Tennevin kamrájának elvi vázlata. S = pontszerű röntgensugár-forrás, B vizsgálandó kristály, N a vizsgált hálózati síksereg normálisa, M_0 a reflektált sugarak metszéspontja. (A. Guinier—J. Tennevin, Acta. Cryst. 2 (1949/134))

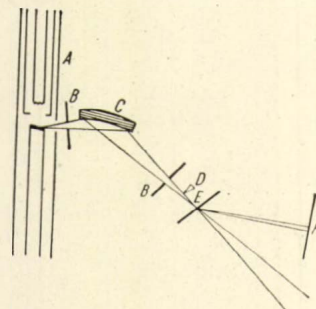
$OS = 1$ méter esetén 10 másodperc orientáció különbség még felbontható. Mivel intenzitás okok miatt az OS távolság általában rövidebb, a felbontás gyakorlatilag pere nagyságrendű, mintegy százszor nagyobb, mint a közönséges Laue felvételeknél.

A 4. ábrán ezzel a módszerrel alumínium egykristályról készült felvételeket láthatunk. 2%-os nyújtás után a vonal kiszélesedett, ez az állapot a hőkezelés folyamán egészen 450°C -ig nem változott, 450 – 520°C között 14 órán át végzett hőkezelés hatására azonban csíkozottság kezdett válni. Az egyes csíkok szélessége egyébként egyezett a tökéletes kristályról kapott vonal szélességével. 520°C felett a csíkozottság egyre erősödött, ezzel párhuzamosan a diffúz háttér kezdett eltűnni, ami a feszültségek feloldódását mutatja. Végül 610 – 630°C körül egyes csíkok eltűntek, míg mások intenzívebbé váltak, ami azt jelenti, hogy egyes blokkok mások rovására megnöttek. Ez a módszer nem használható abban az esetben, ha a mozaik szemcsék olyan kicsik, hogy reflexióik nem választhatók szét. Ebben az esetben a minimális szemcsenagyság $0,1\text{ mm}^3$ lehet.

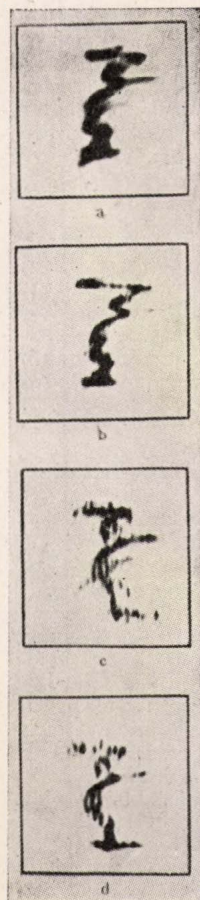
Lambot, Vassamillet és Dejae [4] módszerének előnye az előbbivel szemben az, hogy míg feloldóképessége csaknem azonos, a vizsgálható szemcseméret kisebb. A módszer vázlatát az 5. ábra mutatja. A röntgensugár antikatódjáról jövő karakterisztikus sugárzást egy hajlított kvarckristály monokromátor fókuszálja több centiméter hosszú és kb. $50\text{ }\mu$ széles vonallá. A $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ sugárzást, mivel nem egy helyre fókuszálódnak, szükség esetén egy késéssel választjuk külön. A sugár vízszintes divergenciája körülbelül 1 fok, így ennél kisebb orientáció-különbséggel rendelkező szemcsék egyszerre képesek reflektálni. Nagyobb orientáció különbség esetén a mintát két expozíció között ismert szög-

gel elfordítják. Ez az elrendezés mind átvilágítható minták esetén, mind hátsóreflexióban használható, a karakterisztikus sugárzás miatt rövid expozíciós idők mellett. Hibátlan kristály reflexiójának szélességét a sugárzás spektrális eloszlása, a minta vastagsága, a fókuszált vonal szélessége a preparátumon és az apertura által megengedett vertikális divergencia határozzák meg. Ez a gyakorlatban 20 másodperces orientáció különbséget is kimutathatóvá tesz, $10\text{ }\mu$ -os lineáris méretű mozaik blokkoknál.

Ezzel a módszerrel is alumínium egykristály poligonizációját tanulmányozták, 4%-os deformáció után. A 6. ábrán a deformált anyagról, majd a 12 órán át 300° , 400° illetve 500°C -on hőkezelt kristályról készült felvételt láthatunk. A csíkozódás itt már alacsonyabb hőmérsékleten megkezdődött, mint a Guinier—Tennevin féle felvételeken, ami a jobb felbontásnak tulajdonítható. Különösen előnyös esetekben szobahőmérsékleten is figyeltek meg poligonizációt ezzel a módszerrel. Ebből azt a következtetést vonták le, hogy a poligonizált szerkezet megjelenése azért nem volt eddig alacsonyabb hőmérsékleten kimutatható, mert a használt módszerek felbontóképessége nem volt kielégítő. Feltételezhető, hogy a csíkozódás megindulásakor a csíkok közti diffúz háttér apró blokkok fel nem bontott reflexióiból áll. A kisebb blokkokat azután a nagyobbak a növekedés során elnyelik.



5. ábra. Lambot és társai felvételeihez használt elrendezés. A röntgensugár, B rés, C hajlított kvarc monokromátor, D késél, E vizsgált minta, F film. (Flügge: Handbuch der Physik, XXXII 431)



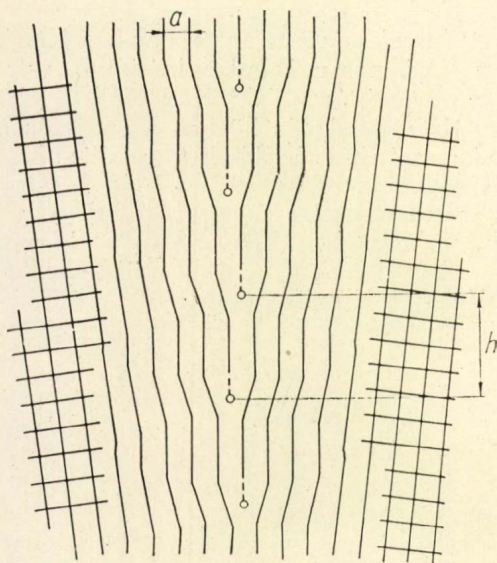
4. ábra. Guinier—Tennevin módszerrel készült felvételek alumínium egykristályról. a) 2%-os nyújtás után, b) 520°C -on 14 órán át végzett hőkezelés után, c) 565°C -on 14 órán át végzett hőkezelés után, d) 610°C -on 14 órán át végzett hőkezelés után. (A. Guinier—J. Tennevin Progr. Met. Phys. 2 (1950/179))



6. ábra. Lambot módszerével készült felvétel alumínium egykristályról. a) 4%-os nyújtás után, b) 300°C -on 12 órán át végzett hőkezelés után, c) 400°C -on 12 órán át végzett hőkezelés után, d) 500°C -on 12 órán át végzett hőkezelés után. (Flügge: Handbuch der Physik XXXII, 431)

Diszlokációsűrűség meghatározása mozaikhatárokon, röntgendiffrakciós felvételek alapján

Mint már előbb említettük, mozaikhatárok két, egymáshoz képest kis orientációkülönbséggel rendelkező rácstartományt választanak el egymástól. Két szomszédos kristálytartomány rácának összeilleszkedését láthatjuk a 7. ábrán. Az ábrából nyilvánvaló az is, hogy a mozaikhatárokat egymással párhuzamosan futó diszlokációs vonalak alkotják, amelyek esetünkben a rajz síkjára merő-



7. ábra. Két szomszédos mozaikblokk diszlokációs vonalából álló határa, Burgers-től származó modell a rácsállandó, h két diszlokációs vonal merőleges távolsága. (J. M. Burgers, Proc. Phys. Soc. 52 (1940/29))

legesek. Az ilyen diszlokációkat nevezik él- vagy szegélydiszlokációknak. Ha most mérni tudjuk a mozaikhatár két oldalán a blokkok orientációkülönbségének szögét, akkor a szög (α) és a rácsállandó (a) ismeretében megadhatjuk két diszlokációvonal

$$h = \frac{a}{2 \cdot \sin \alpha/2} \simeq \frac{a}{\alpha}$$

távolságát mivel kis szögekről van szó. Valamilyen más módon meghatározva a blokkok átlagos lineáris méretét (t), ezekből az adatokból a diszlokációsűrűség számolható,

$$D_a = \frac{t}{h} \cdot \frac{1}{t^2}$$

amiből h előbbi értékének behelyettesítésével

$$D_a = \frac{a}{a \cdot t}$$

Ennél a számításnál nem vettük tekintetbe a szemcsék belsejében futó diszlokációs vonalakat, azonban ezek száma a határon levőkével összehasonlítva amúgy is kicsi.

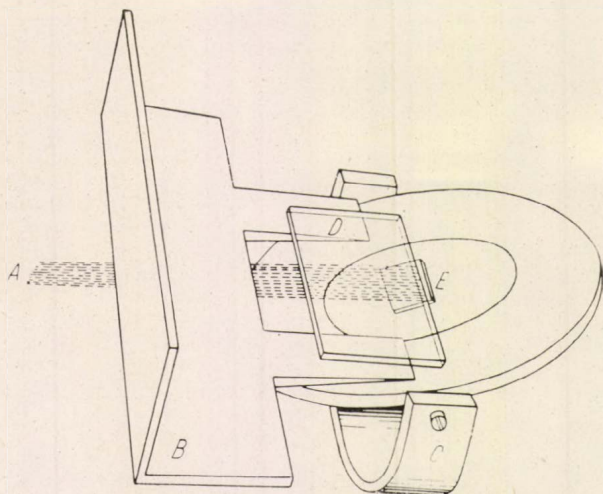
A vizsgálathoz szükség van tehát mind a szemcsék méretének, mind orientációkülönbségének meghatározására. Az orientációkülönbség meghatározásának módszereit már az előbbi fejezetben ismertettük, most a szemcséméret meghatározásának lehetőségeivel kell foglalkoznunk. Közönséges hátsóreflexiós porfelvételekről körülbelül 1 mm átmérőjű beeső sugárnyaláb esetén 15–20 μ átmérőjű részecskék lineáris méretét határozhatjuk meg úgy, hogy megszámloljuk egy-egy Debye–Scherrer gyűrűn levő foltokat. A besugárzott térfogat ismeretében ugyanis a foltok, tehát a reflektáló szemcsék számát meghatározva számolhatjuk a szemcsék átlagos térfogatát. Ha a szemcséméret 15–20 μ -nál kisebb, a Debye–Scherrer gyűrűk összefüggőek lesznek, és a szemcséméret csak a vonalszélesedésből számolható bizonyított módon.

Hirsch és társai [5] mikrosugár technikát fejlesztettek ki a szemcséméret meghatározására. Módszerüknél a néhány μ átmérőjű röntgensugár olyan kevés szemcsét sugároz csak be, hogy a Debye–Scherrer gyűrűk még 1 μ -os szemcsenagyság esetén is pettyezettek lesznek. Az egyes blokkok orientációkülönbségét az előbbi módszerek valamelyikével, vagy a foltoknak a Debye–Scherrer gyűrűn bezárt szögéből határozhatjuk meg, az utóbbi eljárás azonban kevésbé pontos. A módszer hibája, hogy a számításoknál feltételezi, hogy a kristallitok orientáltsága minden irányban egyformán valószínű, ami hidegen megmunkált anyagoknál természetesen nem lehet igaz. Hirsch és társai felvételeikhez finomfokuszos forgóanódos röntgensöveget használtak, ahol a fókuszolt mérete 50 μ -tól 1 mm-ig változtatható volt. A sugárnyalábot finom ólom kollimátorral (6 μ átmérő), vagy ólomüveg kapillárisal (1 μ átmérő) kollimálták. Ezt a módszert Gay és Kelly [6] tökéletesítették azáltal, hogy hidegen megmunkált anyagok esetében az eredeti, megmunkálás előtti szemcsenagyságot választották megvilágított térfogatnak. Hidegmegmunkálás során ez a szemcsék sok, közel azonos orientációjú mozaikra törnek szét, és ezek mindegyike ugyanarra az ívdarabra reflektál. Így a foltok megszámlolásával az előbbi módszer hibáit kiküszöbölve kapjuk a mozaikszemcsék számát.

Diszlokációkat és hibás rácestartományokat láthatóvá tevő röntgendiffrakciós módszerek

Míg az előbbi módszerek nagy diszlokációsűrűség ($10^8 - 10^{10}$ diszlokáció/cm²) esetén használhatók, a módszerek másik csoportja kis diszlokációsűrűség mellett használható és magukat a diszlokációs vonalakat teszi láthatóvá. Ezek a módszerek egyes vonásaikban emlékeztetnek a fénymikroszkópos vizsgálati módszerekre, előnyük azonban, hogy legtöbbször nemcsak az anyag felszínéről, hanem egész térfogatról adnak képet. Ezek a felvételeken természetesen nem magukat a diszlokációs vonalakat látjuk; ezeknek ugyanis csak hosszirányú kiterjedése makroszkópikus méretű, másik két méretük atomtávolságnyi. A diszlokációk által keltett rács-zavar azonban 40–50 ezer atomtávolságban is deformációt okoz a kristályrácsban, így a megzavart rácestartomány eltérő reflexióképessége miatt a diszlokációs vonalak láthatóvá tehetők.

Az első berendezés, mely a diszlokációs vonalakat láthatóvá tette Berg és Barrett [7, 4] röntgenmikroszkópnak nevezett kamrája volt. Ez a berendezés hasonló a reflexiós fénymikroszkóphoz, azzal a különbséggel, hogy a képet a felülettel párhuzamos hálózati síkok által visszavert karakterisztikus sugárzás hozza létre. Az elvi elrendezés a 8. ábrán látható: a karakterisztikus sugárzás szűk nyalábban esik rá a goniométer fejében elhelyezett kristályra. A kristályt úgy állítjuk be, hogy a beeső monokromatikus nyaláb a felülettel párhuzamos hálózati síksereggel Bragg szöveget alkosson. A visszavert sugárzást a preparátum közelében elhelyezett film detektálja. A felvétel a következő effektusokat képes kimutatni: ha a megvilágított kristálytartományban olyan részek vannak, melyeknek orientációja a felület többi részének orientációjától erősen különbözik, ezek a felvételen fehér foltként jelentkeznek, mivel nincsenek reflexiós helyzetben. Ha két tartomány orientációja csak kis szögben különbözik, kissé eltérő irányokba fognak reflektálni, tehát a felvételen a két tartomány képe vagy átlapolja egymást, vagy nem találkozik. Végül a diszlokációs vonalak a megváltozott reflexióképesség miatt fekete görbék alakjában látszanak. Mindezeket a 9. ábrán jól megfigyelhetjük.



8. ábra. Berg—Barrett kamra egykristályok felületi rétegeinek röntgendiffrakciós vizsgálatára. *A* monokromatikus röntgensugárnyaláb, *B* védő ernyő, *C* preparátumtartó goniométer, *D* film, *E* a vizsgált kristály. (Flügge: Handbuch der Physik, XXXII, 433)

Ezzel a módszerrel azonban csak a kristály felületén uralkodó viszonyokról kaphatunk felvilágosítást, de nem ismerjük a felületen kimutatott hibák további útját a kristály belsejében, nem tudjuk megmondani, hogy a felületi mozaikstruktúra mennyire jellemző az anyag egészére, hogy egyes szemcsehatárok hogyan haladnak tovább a kristály belsejében, vagy hogy milyen alakúak és méretűek a kristály belsejében levő zárványok.

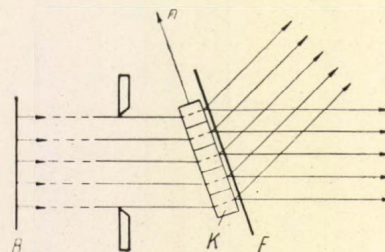
Ezekre a kérdésekre egy másik röntgendiffrakciós módszer alapján adhatunk feleletet, amelynek elvi alapja röviden a következő [8, 9, 10, 11]. Ha egy hálózati síkra, amely a kristály felületére közel merőleges, a megfelelő Bragg-szög alatt esik be monokromatikus röntgensugárzás, akkor a kristály belsejében a beeső, és a hálózati síkokról reflektálódott hullámokból hullámtér alakul ki.



9. ábra. Zink egykristály felületéről készült Berg—Barrett felvétel. A vízszintes fehér sávok karcolás nyomai, jobbra fent a világos részek más orientációjú kristálytartományokat jeleznek. A fekete szabálytalan vonalak mozaikhatárok, vagy egyedi diszlokációs vonalak. (Flügge: Handbuch der Physik, XXXII, 433)

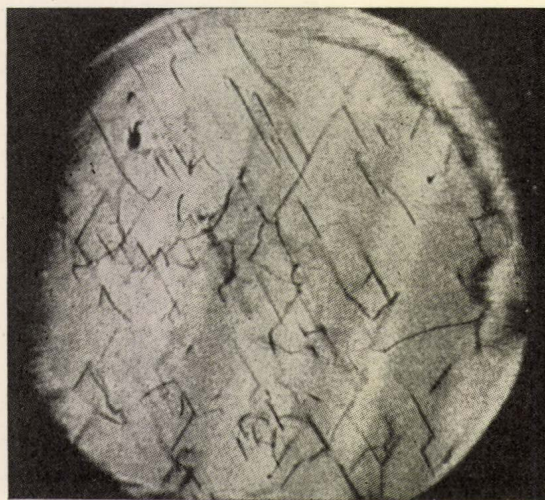
kete szabálytalan vonalak mozaikhatárok, vagy egyedi diszlokációs vonalak. (Flügge: Handbuch der Physik, XXXII, 433)

A fázisviszonyok miatt az energia az illető hálózati síkkal párhuzamosan halad a kristályban és kilépéskor átmenő és reflektált nyalábra bomlik. Ilyen esetben áthaladás közben a sugárzás csak nagyon kevésbé abszorbeálódik (anomális abszorpció). Ha most az átsugárzott tartományban a periodikus rácsszerkezetet megzavaró diszlokációk vannak, ezeken a helyeken az abszorpció megnő, és így ezek a helyek a kristály mögé elhelyezett filmen láthatók lesznek.



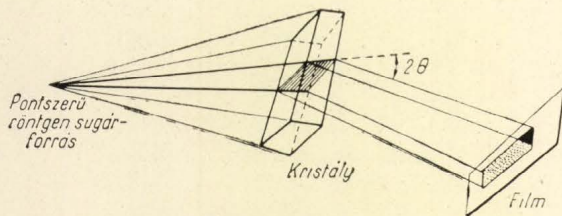
10. ábra. Barth és Hosemann kamrája. *B* vonalfókusz a röntgenső antikatódján, *K* a vizsgált egykristály, *n* a reflexiós helyzetbe hozott hálózati síksereg normálisa, *F* film.

Ezt az elvet több kutató is felhasználta diszlokációs vonalak kimutatására [12, 13]. Barth és Hosemann elrendezése látható a 10. ábrán. Egy vonalfókuszos röntgenső antikatódjáról jövő párhuzamos monokromatikus sugárnyaláb esik be a kristályra és reflektálódik a felületre közel merőleges hálózati síkokról. A detektáló filmet a reflektált sugárzás útjába helyezik el, sokszor közvetlenül a kristály mögé. Ilyen elrendezés mellett készült a 11. ábrán látható felvétel germánium egykristály diszlokációiról.



11. ábra. Germánium egykristályról készült felvétel 14-szeres nagyításban. Reflektáló hálózati sík (220). (V. Gerold—F. Meier, Z. Phys, 155 (1959/390).

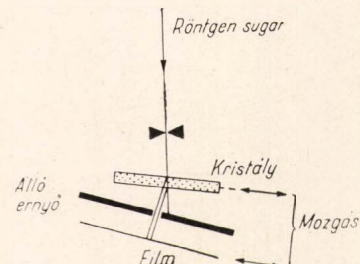
Ugyanezt az elvet használja fel Lang „metszet térkép”-nek nevezett felvételeihez [14, 15]. Itt a 12. ábra szerint kisméretű sugárforrásból jövő divergens sugarak esnek a vizsgálandó kristályra, amely szintén úgy van elhelyezve, hogy a karakterisztikus röntgensugárzás Bragg szögben reflektálódjon a felületre közel merőleges hálózati síkról. A reflektált sugarak a kristá-



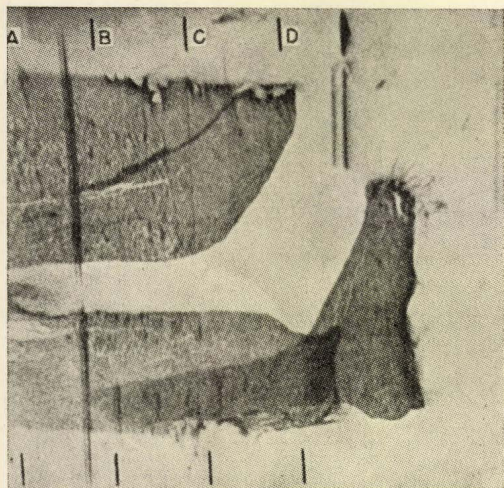
12. ábra. Lang kamrájának elvi vázlata. (A. R. Lang, Acta Met. 5 (1957/359))

lyon áthaladva egy filmre esnek, amely a reflektált sugarakra merőleges.

Homogén, „jó” kristály esetében a filmen homogén feketedésű négyyszöget kell látnunk, ezt azonban csak néhány nagyon jó minőségű gyémánt kristálynál sikerült elérni. Minden más esetben a felvétel erős feketedés ingadozásokat mutatott, amelyek az előbbieket diszlokációk jelenlétét mutatják. Ha vizsgált tartományon szemcsehatár fut keresztül, a két szomszédos

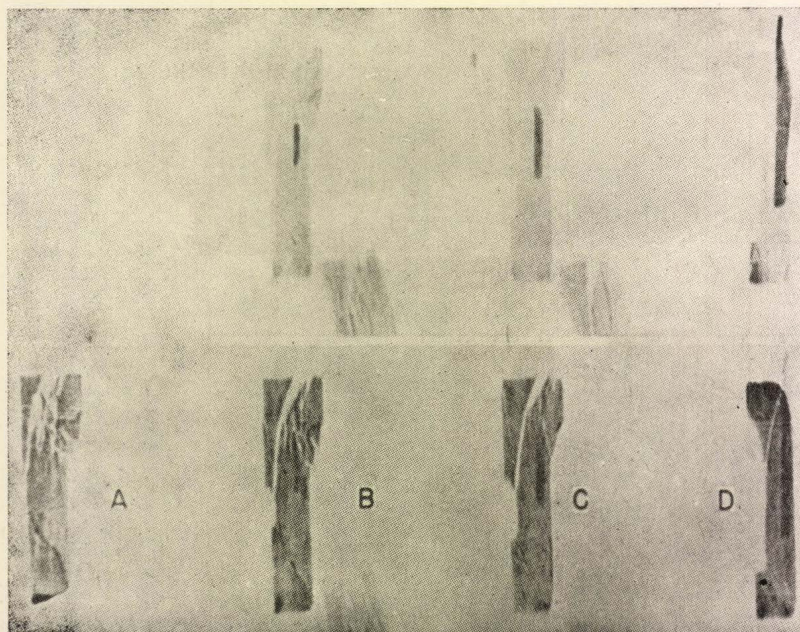


14. ábra. Lang mozgókristályos kamrájának vázlata. (A. R. Lang, Acta Cryst. 12 (1959/249))



13a

13b



A 13. /a ábrán látható egy Al egykristály felületéről készült felvétel, amelyen a fehér tartomány egy erősen más orientációjú kristálytartományt jelez. Hogy megállapítsák ennek a tartománynak az alakját és kiterjedését a kristály belsejében, az A , B , C és D pontokban a felületre közel merőleges irányban metszet térképet készítettek, először a zárványt, majd a nagy kristálydarabot állítva reflexiók helyzetbe. A 13b. ábrán ez a felvétel-sorozat látható, a zárvány képe mellett jól felismerhető a nagy kristálynak a fehér sugárzás által létrehozott képe is.

Ezt a módszert Lang továbbfejlesztette és alkalmassá tette arra, hogy rövid idő alatt nagyobb kristálytartományról adjon felvilágosítást [16, 17]. A kísérleti elrendezés a 14. ábra szerint annyiban módosult, hogy kis rés-sel rendelkező ernyő került a kristály és a film közé, a fehér sugárzás zavaró hatásának kiküszöbölésére. A felvétel alatt a kristály és a film együtt mozognak, így minden pillanatban más-más kristálymetszet reflexiója regisztrálódik a filmen. Az egyes képek így természetesen átfedik egymást, de két, különböző hálózati síkról készült képet összehasonlítva a diszlokációs vonalak és szemcsehatárok térbeli helyzete meghatározható. A 15. és 16. ábrán ezzel a kamrával készült két felvételt mutatunk be, az első LiF kristály mozaikhatárai és a mozaikszemcséken belül futó diszlokációvonalak láthatók, a másikon szilícium kristály csúszástól származó diszlokációs vonalai. A felvételek néhány mm^2 területű kristálytartományról készültek.

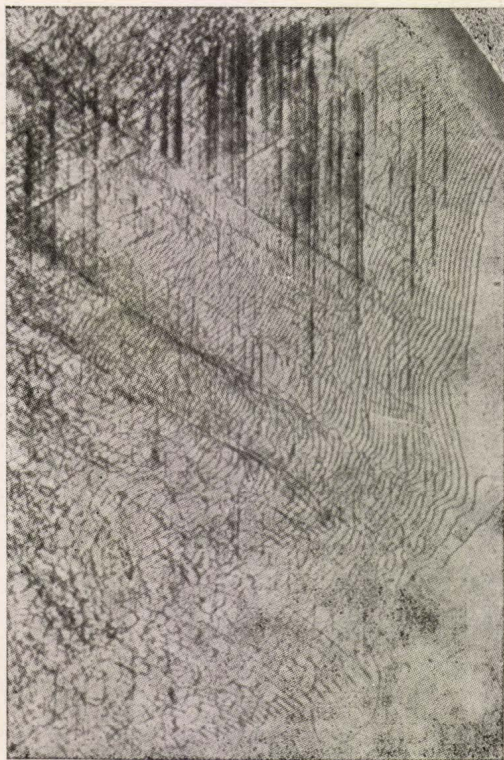
13. ábra. a) Alumínium egykristály felületének képe, a fehér folt olyan rácsstartományt jelez, amelynek orientációja a környezetétől erősen eltér. b) Ugyanennek a kristálynak metszet térképei a felületre közel merőlegesen. A felső sorozatnál a zárvány, az alsónál a kristály volt reflexiók helyzetbe állítva. (A. R. Lang, Acta Met. 5 (1957/362))

Diszlokációk vizsgálatára szolgáló elektronmikroszkópos módszerek

Noha az elektronmikroszkópia mintegy 30 éves múltra tekinthet vissza, és a kristályok külső morfológiájának vagy felületi szerkezetének megállapítására számos vizsgálat ismeretes a szakirodalomban, a kristályok belső szerkezetének átvi-



15. ábra. Lang mozgókristályos kamrájába készült felvétel LiF kristályról. A sötét területek mozaikhatárok, a vékony vonalak egyedi diszlokációs vonalak. Eredeti nagyság 5 mm², Ag K_α sugárzás, reflektáló sík (200). (A. R. Lang, J. Appl. Phys. 30 (1959/1752))



16. ábra. Lang mozgókristályos kamrájában készült felvétel szilícium kristályról. A felvételen csúszástól származó diszlokációs vonalak láthatók. Eredeti terület 12×8 mm, Ag K_α sugárzás, reflektáló sík (111). (A. R. Lang, J. Appl. Phys. 30 (1959/1751))

lágítással történő elektronmikroszkópos vizsgálata viszonylag újkeletű. Ennek oka részben az, hogy a nagyfelbontású (felbontóképesség 10 Å alatt) gépek konstruálásával kapcsolatos problémákat csak az utóbbi években sikerült áthidalni, másrészt csak a legutolsó években került megoldásra a vizsgálandó kristályos anyagokból készíthető igen vékony rétegek előállítása. Ugyanis a készülékek optikájából folyó nagy felbontás csak akkor aknázható ki, ha a vizsgálandó anyag vastagsága — a tárgyat felépítő atomok atomszámától függően — néhány száz és néhány ezer Å között van. A vizsgálandó anyag ilyen vékonyságban történő előállítására jelenleg 3 módszer ismeretes: az elektropolírozás, a kémiai maratás (fólia elvékonyítás) és a vákuumban történő párologtatás módszere. Az első két módszer polikristályos anyagok, a harmadik egykristályok direkt elektronmikroszkópos vizsgálatára állít elő anyagot.

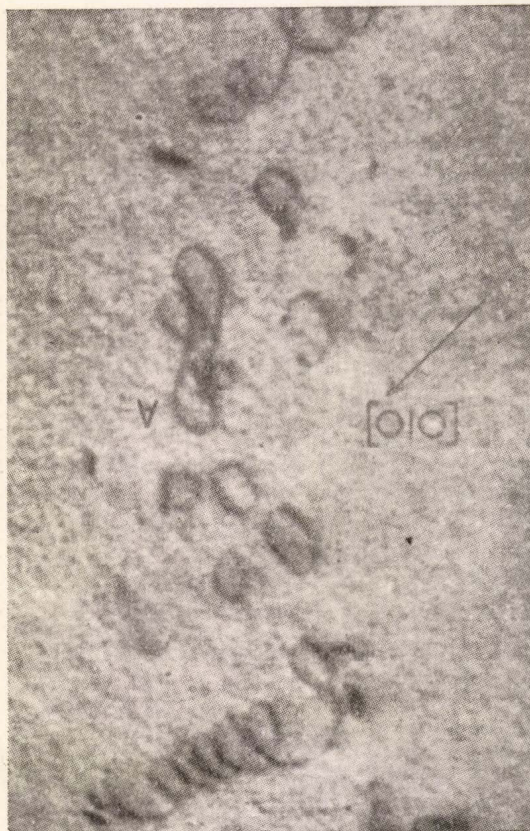
Kristályos anyagok közvetlen vizsgálatára ez ideig két transzmissziós elektronoptikai leképezési módszer alakult ki: a diffrakciós kontraszt és a direkt rácsfelbontási technika.

Diffrakciós kontraszt technika

Mint ismeretes, kristályos anyagokon az elektronsugarak a röntgensugarakhoz hasonlóan elhajlanak. A hálózati síkok merőleges távolságai (d), a reflexió szöge (θ) és az elektronsugár hullámhossza (λ) közötti összefüggésre itt is érvényes a Bragg-egyenlet. Ha az elektronmikroszkópba helyezett kristályos anyagon elektronsugár halad keresztül, az elektronsugár kisfokú divergenciája és nem szigorúan monokromatikus volta miatt nagy valószínűséggel előfordulhat, hogy valamelyik hálózati síksereg éppen reflexióra képes helyzetben van. Ilyenkor a beeső sugárzás egy része a hálózati síkokon elhajlik, másik része pedig irányváltoztatás nélkül tovább halad. A diffrakciós kontraszt technika lényege abban áll, hogy az elektronmikroszkópban a tárgy mögött elhelyezett objektív appertura blendét oly szűkre méretezik, hogy abba a hálózati síkokon elhajlott sugarak ne léphessenek be. Így a kép keletkezésében csak az el nem hajlított sugarak vesznek részt. Két képpont között akkor lép fel kontraszthatás, ha a képpontoknak megfelelő tárgypontokon elhajlott sugarak között intenzitásbeli különbség van. Ha az elektronmikroszkópban egyenletes vastagságú, tökéletes egykristályt vizsgálnánk, az arról készült felvétel egyenletes feketedésű lenne, mivel ebben az esetben nincsenek olyan elváltozások a rácsszerkezetben, melyek az elhajlított sugarak intenzitásának lokális módosításához, azaz kontraszthatáshoz vezetnének. Ennek megfelelően, a reális kristályok hibátlan (tökéletes rácsszerkezetű) tartományai egyenletes feketedésűek: azonban bármiféle rácshiba, mely a reflexiók helyzetben levő hálózati síkseregről reflektált sugarak intenzitásának kellő mértékű helyi megváltoztatását képes létrehozni, megfigyelhető kontrasztosság-beli különbséget okoz a képen.



17. ábra. Párolgatott és hőkezelt arany filmről diffrakciós kontraszt technikával készített elektronmikroszkopos felvétel. Nagyítás 140 000 x. (G. A. Bassett, J. W. Menter, D. W. Pashley, Proc. Int. Conf. Structure and Properties of Thin Films, Bolton Landing, New York, (1959, 17.)



18. ábra. 4% rezet tartalmazó alumíniumról diffrakciós kontraszt technikával készült felvétel. Az ábra felső és alsó részén helikális struktúrák, közepén pedig önmagukban végződő diszlokációs vonalak, az ún. diszlokációs hurkok láthatók. Nagyítás 50 000 x. (G. Thomas—M. J. Whelan, Phil. Mag. 4 (1959/511)

A diffrakciós kontraszt technika módszerét Hirsch, Horne, Whelan és Bollmann alkalmazták először rács-hibák megfigyelésére 1956-ban [18–22]. Éppen a diszlokáció volt az első rácshiba, melyet módszerükkel sikerült kimutatniuk. Megállapításaik szerint az elektronmikroszkopos képeken a diszlokációs vonalak vetületei jelennek meg. Hirsch, Howie és Whelan részletesen foglalkoztak azzal a kérdéssel, hogy hogyan jön létre ebben az esetben a kontraszthatás, és mi a feltétele annak, hogy a képen egy diszlokációs vonal látható legyen [23]. Rámutattak arra, hogy az atomoknak eredeti helyzetükből történő kimozdulása az ezen atomokon szórt elektronsugarak fázisviszonyainak megváltozásával jár, ami a reflektált sugarak intenzitásának lokális módosítását — azaz kontraszthatást — von maga után. A diszlokációs vonal láthatóságának feltételével kapcsolatban megállapították, hogy egy vonal csak akkor látható, ha a Burgers-vektor és a reflektáló hálózati síksereg nem párhuzamos egymással. Azt is kimutatták, hogy a kontraszthatás akkor a legerősebb, ha a diszlokációs vonal merőleges a beeső elektronsugár irányára.

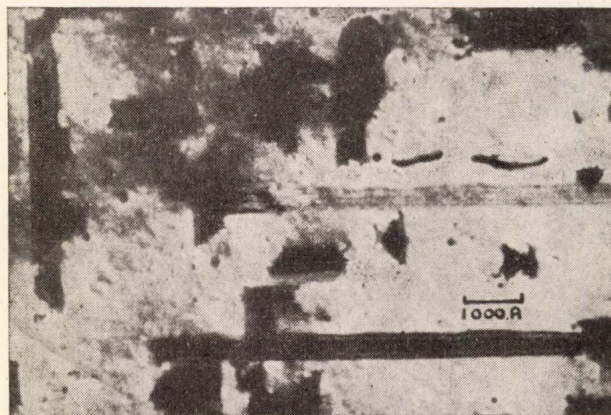
A diffrakciós kontraszt-technikát igen kiterjedten alkalmazzák fólia elvékonyítással előállított vékony fém és fémötvözet rétegekben levő különböző típusú diszlokációk, valamint ezek keletkezésével és mozgásával kapcsolatos jelenségek vizsgálatára. A módszer széleskörű alkalmazhatóságát az a körülmény indokolja, hogy a diszlokáció keletkezésére és mozgására vezető deformációkat átvilágítás közben hozzák létre a preparátumban, és így a deformációk hatásai nyomon követhetők, sőt filmen is regisztrálhatók.

A 17. ábrán párolgatott és hőkezelt aranyrétegről készült felvétel látható. A felvételen két mozaikhatár halad keresztül, ezeken jól látszik a mozaikhatárt alkotó éldiszlokációs vonalsorozat. A szemcsék belsejében egyedi éldiszlokációs vonalak futnak.

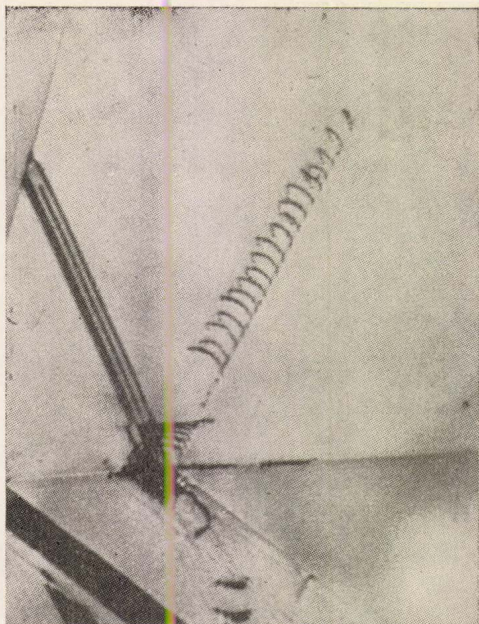
A következő ábrán 4% rezet tartalmazó alumínium-ötvözetről 540 °C-on történt hőkezelés, majd lehűtés után készített felvételt mutatunk be. A 18. ábra felső és alsó szélén csavardiszlokáció egymást követő hálózati síkokra való áthatolásából keletkezett helikális struk-

túrák láthatók, az ábra közepén pedig önmagukban végződő diszlokációs vonalak — az ún. diszlokációs hurkok — figyelhetők meg.

A lapcentrált köbös, valamint a hexagonális típusú rácsok (111), ill. bázissíkjai mentén létrejövő csúszások

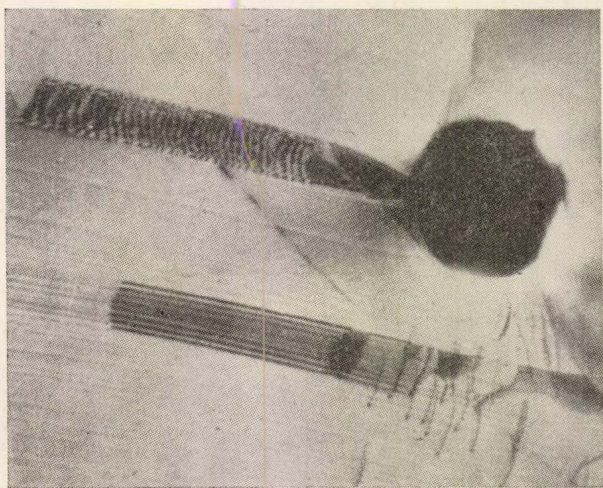


19. ábra. Illeszkedési hibák által létrehozott párhuzamos vonalrendszereket bemutató felvétel, 800 Å vastagságú arany rétegről. Nagyítás 110 000 x. (G. A. Bassett—J. W. Menter—D. W. Pashley, Proc. Int. Conf. Structure and Properties of Thin Films, Bolton Landing, New York, (1959/18)



20. ábra. Ikerhatáron működő diszlokáció forrásból eredő diszlokációs vonalsorozat. Hőkezelt rozsdamentes acél-fóliáról diffrakciós kontraszt technikával készített felvétel. Nagyítás 40 000 x. (H. G. F. Wilsdorf, Proc. Int. Conf. Structure and Properties of Thin Films, Bolton Landing, New York (1959/156))

az egymást követő síkok illeszkedését megzavarják, így keletkeznek az illeszkedési hibák. Az illeszkedési hiba két oldalán a rács hibátlan, ezek a tartományok az illeszkedési hiba síkja mentén ékként csatlakoznak egymáshoz. Elektronsugarakkal történő átvilágításkor — amennyiben az illeszkedési hiba az elektronsugárral nem párhuzamos — az ék azonos vastagságú helyein áthaladt elektronsugarak azonos feketedést hoznak létre, a szomszédos, de különböző vastagságú részek között, a különböző fázisviszonyok miatt feketedésszerű különbség lesz. Így az illeszkedési hiba párhuzamos vonalrendszer alakjában jelenik meg, mint az a 19. ábrán látható.



21. ábra. Hőkezelt rozsdamentes acélfóliában levő szennyeződés közelében működő diszlokáció forrásból kiinduló diszlokációs vonalsorozat. Nagyítás 40 000 x. (H. G. F. Wilsdorf, Proc. Int. Conf. Structure and Properties of Thin Films, Bolton Landing, New York (1959/158))

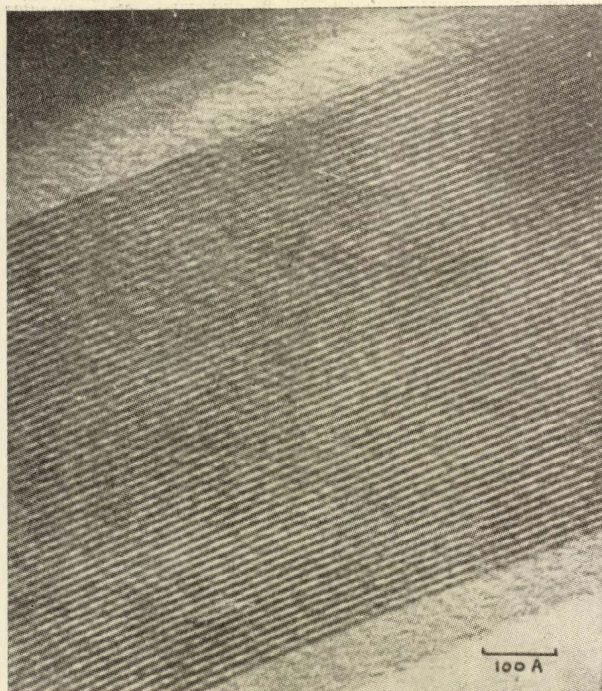
Amennyiben a diszlokáció keletkezését és mozgását kívánjuk megfigyelni, az elektronmikroszkóp preparátumtartóját speciális berendezéssel kell kombinálnunk, mely a kívánt deformációkat vizsgálat közben hozza létre. Erre alkalmas berendezést Wilsdorf tervezett először 1957-ben [24]. Feszültséges állapotban diszlokáció források új diszlokációkat hoznak létre. A 20. ábrán egy mozaik ikerhatáron működő diszlokáció forrást és a belőle eredő diszlokációs vonalsorozatot mutatjuk be. Diszlokáció források szennyezések következtében is keletkezhetnek, mint az a 21. ábrán látható.

Feszültség hatására a diszlokációk könnyen elmozdulnak csúszási síkok mentén. Diszlokációk keletkezésének és mozgásának legértékesebb dokumentumai a róluk készített filmek, ahol a kristályban végbemenő mozgások folyamata végig követhető.

Rácsfelbontási módszerek

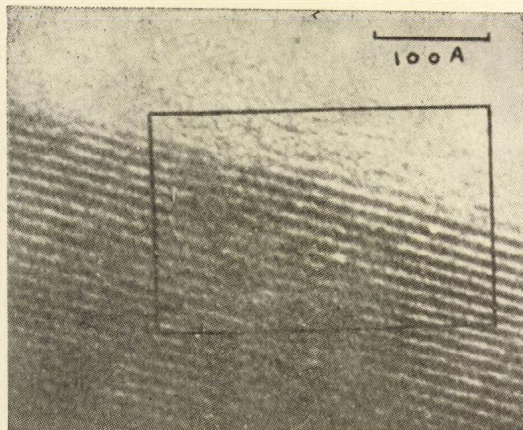
A korszerű elektronmikroszkópok lehetővé teszik a kristályok periódikus szerkezetének közvetlen kimutatását. Azok a leképezési módszerek, melyekkel a kristályok periódikus szerkezete közvetlen, vagy közvetett úton láthatóvá tehető, rácsfelbontási módszerek néven ismeretesek. A rácsfelbontási módszerekkel történő leképezésben szintén a kristály hálózati síkjain reflektált sugaraknak van döntő szerepük, de amíg a diffrakciós kontraszt technikánál ezeket a sugarakat kirekesztik a leképezésből, itt a kontrasztot — a fényoptikai leképezéshez hasonlóan — éppen az hozza létre, hogy a felbontandó hálózati síkról elhajlott sugarak részt vesznek a kép kialakításában. Az objektív apertúra blende nyílását akkorának választják, hogy a kérdéses hálózati síkseregről reflektált sugarak bejuthassanak a mikroszkóp leképező rendszerébe. Ezek a sugarak és az el nem térített sugarak interferálnak, melynek eredményeként a képen párhuzamos vonalsereg jelenik meg. A vonalsereg direkt, vagy indirekt kapcsolatban áll a megfelelő hálózati síksereg vetületével, ennek megfelelően oszthatjuk két csoportba a rácsfelbontási módszereket.

A direkt rácsfelbontási módszer bevezetése Menter nevéhez fűződik. Neki sikerült először platina- és rézftalocianin kristályok (201) hálózati síkjairól elektronmikroszkópos felvételt készíteni, 1956-ban [25]. A felvételeken megjelenő párhuzamos vonalrendszer közvetlen kapcsolatban van az említett hálózati síkokkal, ugyanis ezek merőleges távolsága kis eltéréssel megegyezik a síksereg röntgendiffrakciós módszerekkel meghatározott interplanáris távolságával (d -vel). Menter részletesen tárgyalja a közvetlen rácsfelbontási módszer lehetőségeit és kimutatja, hogy elvileg a módszerrel $d = 1,85 \text{ \AA}$ interplanáris távolsággal rendelkező síkok is felbonthatók, ha kérdéses síksereg olyan orientációjú, hogy a Bragg feltétel kielégül, és ha legalább az elsőrendű diffraktált sugarak bekerülnek a leképező rendszerbe. A gyakorlatban a felbontóképességet ez ideig még csak 5 \AA -ig sikerült lesozítani [26, 27.], mely érték megegyezik a legkorszerűbb speciális elektronmikroszkópok felbontóképességének alsó határával.



22. ábra. Platina-ftalocianin kristály (201) hálózati síkseregének leképezése direkt rácselembontási módszerrel. Hibátlan rácstartomány. Nagyítás 1 000 000 x. (J. W. Menter, Proc. Roy. Soc. A, 236 (1956/119))

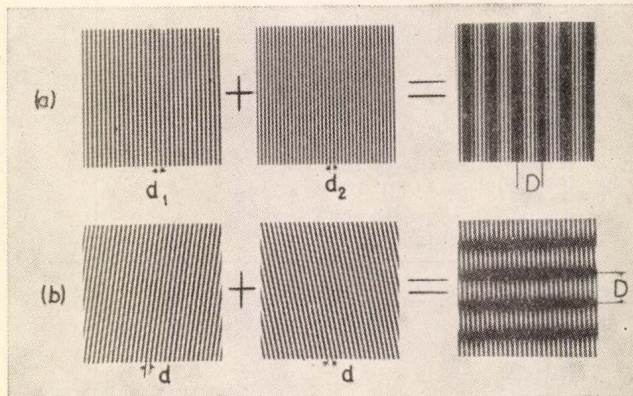
Míthogy a közvetlen rácselembontási módszerrel magát a hálózati síkot képezik le, várható, hogy a diszlokációk által okozott rácselembontások a felvételeken kimutathatók lesznek. Ez ideig csak él (szegély) diszlokációkat sikerült a módszerrel kimutatni. Mint ismeretes, a szegélydiszlokációk megjelenése a kristályban egy hálózati sík félbemaradásával kapcsolatos. Ez a szomszédos síkok deformációját vonja maga után. A közvetlen rácselembontási módszerrel készített felvételek némelyikén láthatók ezek a félbeszakadt, és a diszlokációt körülvevő deformált hálózati síkok.



23. ábra. Platina-ftalocianin (201) hálózati síkseregéről direkt rácselembontási módszerrel készült felvétel. A kristály felső szélétől számított ötödik hálózati sík félbeszakadt, ami ezen a helyen jelenlevő diszlokációra mutat. Nagyítás 1 400 000 x. (J. W. Menter, Proc. Roy. Soc. A 236 (1956/119))

A 22. sz. ábrán platinaftalocianin kristály hibátlan tartományáról készített felvételt mutatunk be. A kép a kristály (201) hálózati síkseregét ábrázolja. A vonalak lefutása szabályos, a közöttük levő távolság mindenütt 12 Å. A következő 23. ábrán ugyancsak platinaftalocianin kristály 201 hálózati síkserege látható, azzal a különbséggel, hogy itt egy — éldiszlokáció jelenlétére mutató — hálózati sík végződés is látszik a kristály szélén.

A gyakorlati szempontból fontos anyagok (fémek, fémötvözetek és más szerves kristályos anyagok) interplanáris távolságai 2–3 Å körül, vagy

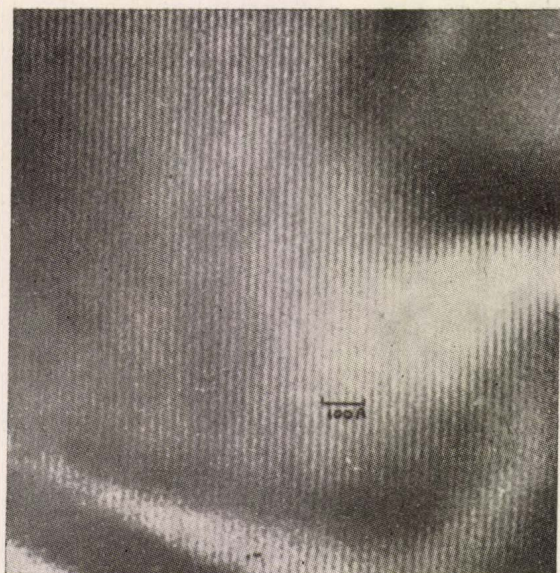


24. ábra. A moiré-diagram keletkezését szemléltető optikai analógia. a) párhuzamos moiré-diagram, b) rotációs moiré-diagram. D = a moiré-diagram mperiodicitása, d_1 , d_2 , d = a komponens rácok rácselembontási távolságai.

ez alatt vannak. Mint már említettük, ilyen kis d értékű hálózati síkok közvetlen felbontásának határt szab az elektronmikroszkóp felbontóképessége. A kis d -jú hálózati síkok felbontásának problémáját közvetve — az ún. moiré-diagrammok segítségével oldják meg.

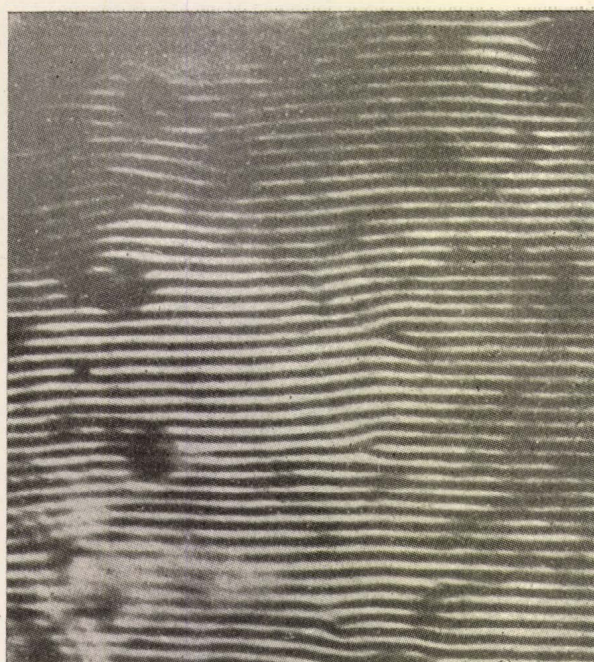
A moiré-diagrammok keletkezése legegyszerűbben optikai analógiával szemléltethető. Ha különböző vonalrácsokat egymás fölé helyezünk és azokat átvilágítjuk, eredményül olyan vonalrácsot kapunk, melynek rácselembontási távolsága nagyobb a vonalrács komponensek rácselembontási távolságánál. Ha az egymást fedő rácskomponensek rácselembontási távolságai különbözőek, a komponenseket párhuzamos állásban kell egymás fölé helyezni (párhuzamos moiré-diagrammok, 24. a ábra), ha viszont rácselembontási távolságuk azonos, a rácsoz szöget kell bezárjanak egymással; rotációs moiré-diagrammok, 24. b. ábra). A moiré-diagram keletkezése mindkét esetben a komponens rácsoz összeesésével, ill. össze nem esésével kapcsolatos és — mint már említettük — a komponens rácsoz rácselembontási távolságánál nagyobb periodicitású diagramot eredményez. A moiré-diagramok keletkezésének részletes elemzését Dowell, Farrant és Rees adták meg [28, 29]. A komponens rácsoz és a moiré-diagram periodicitása között egyszerű összefüggés áll fenn, párhuzamos diagramok esetében a $D = \frac{d_1 \cdot d_2}{d_1 - d_2}$, rotációs diagramra pedig a $D = d/\varepsilon$ összefüggés érvényes (D = a moiré-diagram periodicitása, d_1 , d_2 , d = a komponens rácsoz rácselembontási távolságai, ε = a komponens rácsoz által bezárt szög).

A moiré-diagramok technikáját Hashimoto és Uyeda alkalmazták először egymást fedő egykristályfilmek hálózati síkjainak közvetett úton való leképezésére, 1957-ben [30]. A módszer továbbfejlesztése és rácshibák detektálására történő



25. ábra. Egymást fedő aranykristályok hibátlan tartományáról felvett rotációs moiré-diagram. Nagyítás 640 000 x. (G. A. Bassett—J. W. Menter—D. W. Pashley, Proc. Roy. Soc. A 246 (1958/345))

alkalmazása Pashley, Bassett és Menter alapvető munkássága nyomán indult meg [27, 31]. Elektron-sugárral átvilágított egymást fedő kristályok esetében a moiré-diagram kialakulása a megfelelő hálózati síkok vetületeinek összeesésével, ill. össze nem esésével kapcsolatos. Minthogy a diagram periodicitása nagyobb a komponensek interplanáris távolságánál, megfelelő elrendezés esetében még igen kis d -értékű hálózati síkok is eredményezhetnek olyan diagramot, melynek periodicitása a készülék felbontóképessége felett van. Erre a 25. ábrán bemutatott felvétel szolgál például. A felvétel egymást fedő aranykristályokról készített rotációs moiré-diagramot ábrázol. Látható, hogy a diagram periodicitása 20 Å körüli érték, mely a korszerű gépek felbontóképességén belül van.



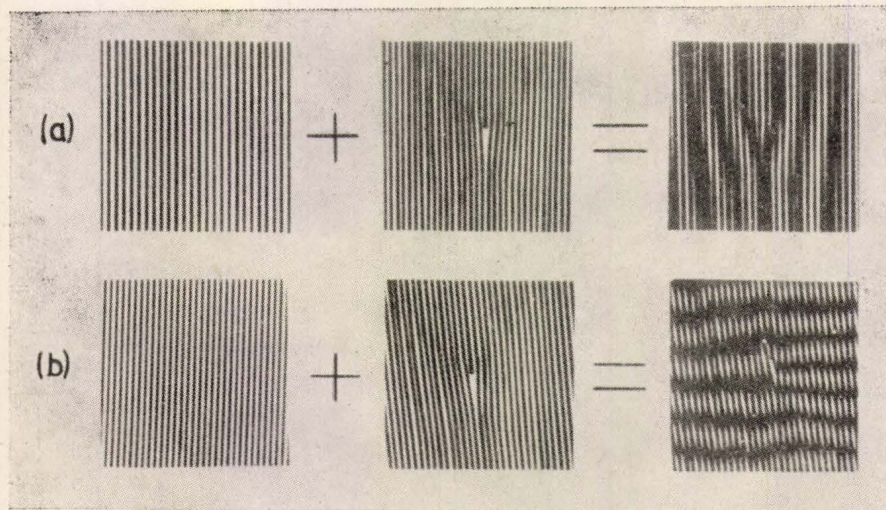
27. ábra. Egymást átlapoló arany és palládium filmekről készített párhuzamos moiré-diagram, szegély(él) diszlokációkkal. Nagyítás 680 000 x. (D. W. Pashley—J. W. Menter—G. A. Bassett, Nature, 179 (1957/754))

Az elektronmikroszkópos moiré-diagramok létrejöttéhez nem elegendő az a feltétel, hogy a felbontandó síkseregek vetületei helyenként összeessenek egymással, hanem bizonyos diffrakciós feltételeknek is ki kell elégniük. Kép csak abban az esetben jön létre, ha az el nem térített elektronsugár olyan sugárral kombinálódik, mely egyszer az egyik kristály $(h_1k_1l_1)$ hálózati síkjain, majd ezt követően a másik kristály $(h_2k_2l_2)$ hálózati síkjain reflektálódott, ahol $(h_1k_1l_1)$ és $(h_2k_2l_2)$ azon síkseregek, melyek a diagram kialakításában részt vesznek, azaz az indirekt úton felbontandó hálózati síkseregek. Ez a kétszeresen reflektált sugár közel párhuzamos kell legyen a beeső sugárással [27].

Mint az a 26. ábrán feltüntetett optikai analógiából jól látszik, a kristály egyik oldalától a másikig haladó diszlokációs vonal könnyen felismerhető a moiré-diagramokon.

A moiré-diagramok technikájának él(szegély)-diszlokáció kimutatására történő alkalmazhatóságát a 27. ábrán mutatjuk be. A felvételen párologtatás útján egymásra rétegezett arany és palládium egykristályról felvett párhuzamos moiré-diagram látható. A képen jól megfigyelhetők a félbemaradt, és az ezek környezetében futó deformált hálózati síkok. Maga a diszlokációs vonal az ábra síkjára merőlegesen halad.

A moiré-diagramokon csavardiszlokációk jelenléte



26. ábra. Diszlokációk megjelenése moiré-diagramokban optikai analógia alapján érthető. a) Párhuzamos diagramok, b) rotációs diagramok esetében kialakuló kép

is kimutatható, azonban ezekben az esetekben sokkal nehezebb a diagramok kiértékelése [27]. Elektronbombázás hatására történő diszlokációs mozgások is regisztrálhatók a moiré-diagramokon [31].

ÖSSZEFOGLALÁS

Az eddigieket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy diszlokációk vizsgálatára mind röntgendiffrakciós, mind elektronmikroszkópos módszerek alkalmazhatók. A módszer megválasztását egyrészt a vizsgálat célja, másrészt a vizsgálandó anyag tulajdonságai szabják meg. Mivel a diszlokációk rendeződésével kialakuló mozaikszemesek orientáció-különbségét röntgendiffrakciós módszerekkel határozzák meg, ilyen vizsgálatokhoz a felsorolt módszerek valamelyikét használják. Amennyiben a kristály belsejében futó egyedi diszlokációs vonalakat kívánjuk láthatóvá tenni — ha a vizsgálati anyagot sikerül az elektronmikroszkóppal optimális esetben átvilágítható néhány ezer Å vastagságban előállítani — az elektronmikroszkópos módszerek valamelyikét választjuk nagy felbontásuk miatt. Ha viszont vékony preparátum előállítása nem lehetséges, le kell mondanunk a nagy nagyítás előnyeiről, és a nagyobb vastagságok mellett (néhány mm) is alkalmazható röntgendiffrakciós módszert kell választanunk.

Farkas Istvánné — Mészáros Magda
Műszaki Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

- ¹ W. Shockley: Imperfections in nearly perfect crystals, p 402. John Wiley, New-York 1952.
- ² A. Guinier—J. Tennevin: Acta Cryst. **2** (1949) p 133—138.
- ³ A. Guinier—J. Tennevin: Progr. Met. Phys. **2** (1950) p 177
- ⁴ Flügge: Handbuch der Physik, XXXII, p 427—440 Springer, Berlin 1957.

- ⁵ P. B. Hirsch—J. N. Kellar: Acta Cryst. **5** (1952) p 162.
- ⁶ P. Gay—A. Kelly, Acta Cryst. **6** (1953) p 165.
- ⁷ W. Berg, Naturwiss. **19** (1931) p 391
- ⁸ G. Borrmann, Z. für Phys. **127** (1950) p 297
- ⁹ G. Borrmann, Phys. Z. **42** (1941) p 157
- ¹⁰ M. von Laue, Acta Cryst. **2** (1949) p 106
- ¹¹ M. von Laue, Acta Cryst. **5** (1952) p 619
- ¹² H. Barth—R. Hosemann, Z. Naturforsch. **13a** (1958) p 792
- ¹³ V. Gerold—F. Meier, Z. Phys. **155** (1959) p 387
- ¹⁴ A. R. Lang, Acta Met. **5** (1957) p 358
- ¹⁵ A. R. Lang, J. Appl. Phys. **29** (1958) p 597
- ¹⁶ A. R. Lang, Acta Cryst. **12** (1959) p 249
- ¹⁷ A. R. Lang, J. Appl. Phys. **30** (1959) p 1748
- ¹⁸ P. B. Hirsch—R. W. Horne—M. J. Whelan, Phil. Mag. **1** (1956) p 677
- ¹⁹ W. Bollmann, Phys. Rev. **103** (1956) p 1588.
- ²⁰ M. J. Whelan—P. B. Hirsch—R. W. Horne—W. Bollmann, Proc. Roy. Soc. A **240** (1957) p 524
- ²¹ M. J. Whelan—P. B. Hirsch, Phil. Mag. **2** (1957) p 1121.
- ²² M. J. Whelan—P. B. Hirsch, Phil. Mag. **2** (1957) p 1303.
- ²³ P. B. Hirsch—A. Howie—M. J. Whelan, Report of the Fourth International Conference on Electron Microscopy, Berlin 1958.
- ²⁴ H. G. F. Wilsdorf, J. Appl. Phys. **28** (1957) p 1374.
- ²⁵ J. W. Menter, Proc. Roy. Soc. A **236** (1956) p 119.
- ²⁶ J. W. Menter, Advanc. Phys. **7** (1958) p 299.
- ²⁷ G. A. Bassett—J. W. Menter—D. W. Pashley, Proc. Roy. Soc. A **246** (1958) p 345
- ²⁸ W. O. T. Dowell—J. L. Farrant—A. L. G. Rees, Proc. Int. Conf. Electronmicroscopy, London 1954, p 279.
- ²⁹ W. O. T. Dowell—J. L. Farrant—A. L. G. Rees, Proc. Regional Conf. Elektronmicroscopy, Tokyo 1956, p 320.
- ³⁰ H. Hashimoto—R. Uyeda, Acta Cryst. **10** (1957) p 143.
- ³¹ D. W. Pashley—J. W. Menter—G. A. Bassett, Nature **179** (1957) p 752.

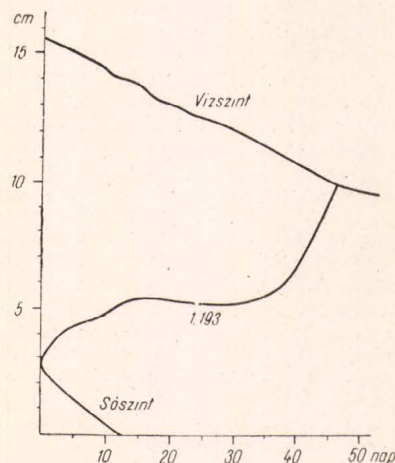
A FIZIKA TANÍTÁSA

Egyszerű kísérletek a diffúzió megfigyelésére

Feloldott anyagok diffúziója megfigyelhető az oldat fajsúlyának változásával. Az itt leírt eljárás lényege: körülbelül literes, 8—10 cm átmérőjű hengerpoharakba vizet töltünk, azután a pohár fenekére öntünk nagyobb mennyiségű jól oldódó anyagot, például fixírsót (nátrium-tioszulfát). A feloldott só lassan felfelé diffundál, ezáltal az oldat fajsúlya helyenkint változó, felfelé csökkenő lesz. A só behintése után alkalmas fajsúlyú, kis méretű úszó tárgyat ejtünk a folyadékba. Ez a felfelé csökkenő fajsúlyú oldat belsejében stabilis egyensúlyi helyzetet foglal el abban a magasságban, ahol az oldat átlagos fajsúlya egyezik az úszótest fajsúlyával. Az úszótest magasságát 4—6 hétig megfigyelve a diffúzió lefolyásáról kapunk általános képet és adatokat. Néhány ilyen kísérlet leírása következik.

I. A kísérlet kezdetekor 800 gramm vízbe 266 gramm fixírsót ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$) öntöttünk. Az úszótestet 1,53 cm átmérőjű, 5 cm hosszú, 1,193 grs/cm³ átlagfajsúlyú, vízzel töltött hengeres üvegedény volt (orvosságos fiola). Általában naponként történt az úszótest magasságának, (középpontja magasságának) észlelése, valamint a sóréteg magasságának és a vízfelszín magasságának a feljegyzése. A sószint magassága az oldódás következtében csökken, a vízfelszín magassága is csökken az oldódással járó térfogatsökkenés és párolgás miatt. Ennél az első kísérletnél (1. ábra) az úszótestet rögtön a kísérlet kezdetekor kissé a sófelszín fölé emelkedett, azután eleinte las-

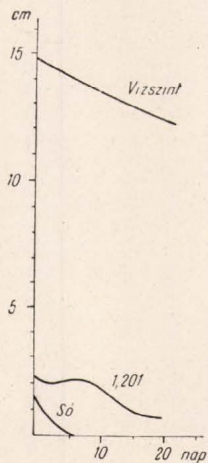
san ment felfelé. A 25—35. napok között kissé lejjebb ereszkedett annak jeléül, hogy sok oldott só diffundált fel még magasabb rétegekbe. Majd gyors emelkedéssel felment a felszínre, amelyet a 47-ik napon ért el. Ettől



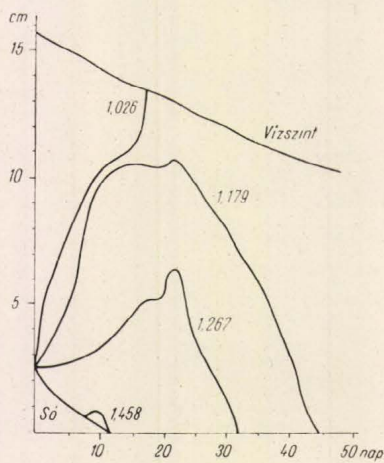
1. ábra

kezdve fenn is maradt, hiszen a próbatest kisebb fajtsúlyú volt, mint a végső, összekevert oldat ($1,25 \text{ grs/cm}^3$). Az alsó szilárd sóréteg a 12,5-ik napon oldódott fel teljesen.

II. A kísérlet elindításakor 850 gramm víz alá rétegeztünk 150 gramm fixírsót. Az úszótest $1,34 \text{ cm}$ átmérőjű, 5 cm hosszúságú, $1,201 \text{ grs/cm}^3$ átlagfajtsúlyú, vízzel telt hengeres üvegfiaola volt. Ebben az esetben is a sóréteg magasságához viszonyítva kissé emelkedett a próbatest (2. ábra). Az 5-ik napra feloldódott a sóréteg. A cső felfelé történő diffúziója annyira csökkentette a fajtsúlyt, hogy a próbatest a 16-ik napon lesüllyedt a fenékre és mindvégig ott is maradt. (Ábráink a henger középpontjának magasságát ábrázolják, ezért végződik a vonal $0,67 \text{ cm}$ magasságban.) Az egyenletessé vált oldat végső fajtsúlya $1,08 \text{ grs/cm}^3$ felé közeledett, tehát ebben az esetben a próbatestnek lenni volt a végleges helye.



2. ábra



3. ábra

III. A kísérlet kezdetekor 1000 gramm víz alá 333 gramm fixírsót rétegeztünk. Egyszerre négy próbatest helyzetét figyeltük meg, 1. Néhány mm-es globul darabka (p-diklórbenzol, fajtsúlya $1,458 \text{ grs/cm}^3$). 2. $70,2$ súlyszá-

zalék globulból és $29,8$ súlyszázalék naftalinból (fajtsúly $0,967 \text{ grs/cm}^3$) készült olvadék $1,267 \text{ grs/cm}^3$ fajtsúlyú kis szilánkjá. 3. $53,3$ súlyszázalék globulból és $46,7$ súlyszázalék naftalinból készült $1,179 \text{ grs/cm}^3$ fajtsúlyú olvadék kis szilánkjá. 4. Egy kis darabka picein, fajtsúlya $1,026 \text{ grs/cm}^3$. A négy próbatest a kísérlet kezdetekor egyszerre került a folyadékba és mindegyikük helyzete egyidejűleg négy helyen egyszerre jelezte a fajtsúlyt (3. ábra). A szilárd sóréteg a 11-ik napra oldódott fel teljesen. A 9–11. napon a sóréteggel érintkező folyadék fajtsúlya túllépte az $1,458 \text{ grs/cm}^3$ -t, mert a globul darabka néhány mm-rel a sóréteg fölé emelkedett. (Ez kb. 75% -os töménységet jelent.) Az $1,267 \text{ grs/cm}^3$ fajtsúlyt jelző úszótest eleinte lassú, majd gyors emelkedés után a 22-ik nap körül emelkedett legmagasabbra, azután hirtelen leszállt és a 32-ik napon ért a fenékre. Ekkor csökkent itt a fajtsúly $1,267 \text{ grs/cm}^3$ -ra, a töménység 47% alá. Az $1,179 \text{ grs/cm}^3$ fajtsúlyú próbatest gyorsan emelkedett és ugyancsak a 22-ik nap után indult el lefelé. A fenékre a 45-ik napon ért le. Ez az úszótest a 33% -os töménységű hely időtől való függését jelezte. Látható, hogy a 15–20. napok között, amikor a szilárd sóréteg már elfogyott, igen sok só ment felfelé, aminek következtében a középső és alsó rétegek viszonylag sószegevényebbek lettek. Az $1,026 \text{ grs/cm}^3$ fajtsúlyú, 11% -os töménységet jelző picein darabka elejétől fogva gyorsan emelkedett, a 18-ik napon ért a felszínre, ahol azután mindvégig megmaradt. Ezt az úszótestet a só feldiffundálása sűrűsége felküdte a felszínre.

A hengerpoharakat a kísérlet tartama alatt nyugodt, lehetőleg állandó hőmérsékletű helyen kell tartani, bár rázással, lökessel szemben nem nagyon érzékeny berendezésünk. Célzerű kiforralt és újra lehűtött vizet használni, különben a kiváló légbuborékok zavarják a próbatest úszását. A felületi feszültség szerepe szépen mutatható be, ha egy ilyen diffúziós kísérlet elindítása után néhány perc vagy óra múlva szemcseppentővel kevés klórbenzolt ($1,107 \text{ grs/cm}^3$) vagy nitrobenzolt ($1,205 \text{ grs/cm}^3$) vizünk a folyadékba. A felületi feszültség által összetartott gömb alakú csepp huzamos ideig biztosan egyensúlyban lebeg. A szemcseppentő vége nyúljon a víz alá a folyadék benyomásakor. Kis, plexiüvegből készült küvetében a jelenség szépen vetíthető. A csepp sok napon át megmarad.

Vermes Miklós

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

VII. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYÜLÉS

Pécs, Debrecen, Budapest, Eger, Veszprém, Szeged, Miskolc. Hetedszer gyűltek össze Társulatunk hívására a magyar fizikusok, hogy számot adjanak arról a fejlődésről, amely a fizikában világszerte és ezt tükrözve hazánkban is végbement.

Ez évi vándorgyűlésünket a vendéglátó Miskolc város és a vendéglátó Nehézipari Műegyetem képviselőinek jelenlétében augusztus 22-én nyitotta meg Társulatunk elnöke, Gyulai Zoltán, majd Jánossy Lajos üdvözölte a résztvevőket a Magyar Tudományos Akadémia nevében.

Vándorgyűlésünk előadásainak jellege ez idén fokozottabban eltért a korábbi évek megszokott formájától. 1951-ben Pécsen komoly eredménynek számított, hogy a háromnapos vándorgyűlést megtölthették a magyar fizikusok önálló kutatásairól szóló beszámolóik. Ma már ott tartunk, hogy a szerteágazó hazai eredmények ismeretése szétfeszítené a vándorgyűlés adta kereteket, a sokirányú specializálódás folytán szakfolyóiratok, intézeti szeminariumok és társulati kollokviumok sorozataiba vonultak be azok. Társulatunk Elnöksége éppen ezért úgy döntött, hogy ez idén viszonylag kisszámú előadást iktat a programba, és ezek a fizika néhány olyan időszere és közérdekű problémájáról számolnak be, amelyekhez hazai tudományos érdek és eredmény is kapcsolódik.

Az egyes előadók számára rendelkezésre álló hosszabb időtartam folytán azután több mód kínálkozik a kérdéskör áttekintő, egyben elmélyült bemutatására. Az előadók legnagyobb részének sikerült a velük szembeni ilyen módon támasztott igényt kielégíteni: beszámolóik meghallgatása a legkülönbözőbb munkaterületeken dolgozó fizikusok számára hasznos volt.

A fizikusok együttlétét Miskolc szép környezete — Görömbölytapolca, Lillafüred — és a hagyományos társasvacsera tette meghitté és kellemessé. A vándorgyűlést augusztus 25-én Társulatunk főtitkára, Szigeti György rekesztette be.

Az alábbiakban röviden közöljük az elhangzott előadások témavázlatát. Egyes kiemelkedő érdekességű előadások szövegét cikk formájába átdolgozva lapunk részletesen közölni fogja.

Somogyi Antal: A Nemzetközi Geofizikai Év kozmikus sugárzási eredményei.

A primer sugárzás vizsgálati módszerei: ballonok, rakéták, mesterséges holdak és űrrakéták. A primer sugárzás helyi összetétele a Van Allen övek szerkezete, keletkezése. A primer sugárzás időbeni változásai. A szekunder sugárzás vizsgálata magashégekben, tengerszinten, föld alatt. Az egyes komponensek szerepe: meteorológiai effektusok, geomágneses effektusok. A geomágneses

egyenlítő és a kozmikus sugárzási egyenlítő kimérése. Poláris effektusok. Periódikus változások. A földalatti mérések jelentősége. A Magyarországon végzett földalatti mérések részletesebb ismertetése. A kozmikus sugárzás eredetére vonatkozó problémakör jelenlegi állása. — Az előadáshoz felkérésre Flórián Endre szólt hozzá.

Barta György: A Nemzetközi Geofizikai Év eredményei a Földmágnesség területén

A nemzetközi együttműködés kezdete, a jelenlegi szervezési formák kialakulása. A régebbi geofizikai együttműködések, az ún. poláris évek eredményei. A kialakult elgondolások finomítása a Geofizikai Év megfigyelései alapján, a Ferraro—Chapmann elmélet, a rövidperiódusú pulzációk elméletének fejlődése, a magas légkör sajátosságainak teljesebb megismerése, a Van Allen-féle öv felfedezése. A Föld új mágneses felmérése. Az eddigi mérések hiányosságai, a mérések tökéletesítése az új légi- és hajómagnetométerek alkalmazásával, a mágneses tér geometriai szerkezetének pontosabb megismerésére. A mágneses tér excentrikus felépítése. A centrikus és excentrikus dipólus fogalma. A mágneses évszázados változás, mint az excentrikus dipólus vándorlása. A változás szabályszerűségei; a változásvektorok szembefordulása Pakisztán körül, az évszázados változás 50 éves periódusa. Hasonló periódus a Föld forgássebességében is észlelhető. Ebből nagy tömegek lassú eltolódására következtethetünk. A tömegmozgás feltételezhető összefüggése a tengerszint ingadozással és sarkmagasság ingadozással. A Föld belső felépítése, a Föld belső magjának feltételezhető excentricitása és annak hatása a vízfelületre, illetve a Föld alakjára. A Föld háromtengelyűségének feltételezhető összefüggése a mágneses tér és a földmag excentricitásával. A Föld alakjának és gravitációs terének évszázados változása.

Marx György: Az elemi részek kölcsönhatásainak természetéről

Az atomfizika két régismert kölcsönhatása, az elektromosság és a magerő dimenziótlan csatolási állandóval jellemezhető, így a mértékegység (skála) választásától független. A legutóbbi években feltárt gyenge kölcsönhatások, köztük a béta-bomlás ez alól kivételnek tűnik. Alapvető probléma, hogy az elemi részek gyenge kölcsönhatásai valóban kitüntetnek-e egy elemi hosszúságot. Ez szorosan összefügg az elemi részek tömegének eredetével, a kvantumelmélet érvényességi határával és a gyenge kölcsönhatások nagy energiákon mutatott sajátosságaival. Utóbbihoz kapcsolódva az előadó megvizsgálta a kísérleti döntés lehetőségeit.

Bozóki—Domokos—Gombosi—Fenyves—Gémesy—Sándor—Sebestyén—Surányi—Telbisz: Nagyenergiájú gyorsított részecskék magkölcsönhatásainak vizsgálata

Beszámoló a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetrel történő együttműködésről nagyenergiájú gyorsított részecskék magkölcsönhatásainak fotoemulzióban és buborékkamrában való vizsgálatában. 9 GeV-es protonok és 7,3 GeV-es π -mezonok magkölcsönhatásainak vizsgálata fotoemulzióban és az ütközésben keletkezett részecskék szög- és energia-eloszlásának meghatározása. 6,8 GeV-es π -mezonokon történő elasztikus szóródásának vizsgálata buborékkamrában és a proton magkölcsönhatásokra vonatkoztatott szerkezetének vizsgálata.

Haiman Ottó: Gázkisülések átmeneti effektusai

Átmeneti effektusok előfordulása elvi vagy gyakorlati szempontból fontos gázkisülési jelenségeknél. A gázkisülések stabil formái, a részletfolyamatok egyensúlya. Átmeneti effektusokat létrehozó és azokat determináló elemi folyamatok. Gázkisülések átmeneti effektusainak tanulmányozására alkalmas kísérleti módszerek. Egyes konkrét effektusokon végzett vizsgálatok.

Szabó János: Hullámok terjedése plazmában

Súrlódásmentes folyadékban erőmentes térben csak longitudinális hanghullámok terjedhetnek. Az elektromágneses és hidrodinamikai folyamatok kölcsönhatása következtében a plazmában terjedő hullámok tulajdonságai általában különböznek mind a hidrodinamikai, mind az elektromágneses hullámok sajátosságaitól. Ezek a hullámok, amelyeknek a szerepét először asztrofizikai problémákkal kapcsolatban ismerték fel, az újabb vizsgálatok szerint a szabályozható termonukleáris reaktorokban is szerepet játszhatnak. A kismplitúdójú magnetohidrodinamikai és hidrodinamikai hullámok sajátosságok rokon-ságot mutatnak: a hidrodinamikában és a magnetohidrodinamikában a kismplitúdójú hullámok azonos kapcsolatban vannak a gyenge szakadási felületekkel és a mozgásegyenletek karakterisztikáival.

Pócs Lajos: Magreakciók csillagokban

A magreakcióknak a csillagok egész élete folyamán igen nagy jelentőségük van: magreakciók termelik a csillagok által kisugárzott energiát, alakítják át a csillagok hidrogénját nehezebb elemekké, és végső soron, egyes magreakciók ki- és bekapcsolódása felelős a csillagok állapotának minden megváltozásáért így a vörös óriássá növekedéséért és a szupernova-kitörésért is. E folyamatok közben lehetőség van az összes kémiai elemek felépülésére.

Bozóky László: A korszerű dozimetria módszerei és problémái

A dozimetria jelentősége az atomenergia békés felhasználásánál. A besugárzási dózis fogalma és mérése 3 MeV alatti fotoenergiáknál. Egyensúlyi feltételek, határátmeneti jelenségek, levegőekvivalens anyagok. Az iondózis. Az elnyelt dózis fogalma és mérése a Bragg—Gray féle elv alapján. Az integrál elnyelt dózis. Az RBE-dózis fogalma és szerepe a vegyes sugárzások dózismérésénél. A béta dózisok mérési módszerei. A lassú és gyors neutronok dózisméréséhez használatos kölcsönhatások. Megoldatlan problémák. A dozimetria új útjai. — Az előadáshoz felkérésre Vödrös Dániel szólt hozzá.

Vittay Pál: A röntgensugárzás keltésének újabb eszközei.

Izzókatódos röntgensövek. Vonalfókuszú röntgensö. Kettős fókuszú röntgensö. Kis áthatású csövek terápiás célra. Nehéz anódú röntgensö. A forgó anódú csö. Üreges anódú csövek. Nyélsugárzás ellen védett anódú csövek. Különleges anódkiválasztású csövek diagnosztikai és terápiás célra. Röntgensövek nagyfeszültségű kialakítása. Egyenirányító csövek. Részecskegyorsítók felhasználása röntgensugárzás keltésére. Betatron, mikrotron. Sugárforrás burkolatok kérdése. Érintésvédelem. Sugárzásvédelem.

Kiss István—Kósa Somogyi István: Szerves vegyületek mint reaktormoderátorok

Bizonyos szerves vegyületek alkalmasnak bizonyultak atomreaktorok neutronlassító közegeként. E szerves anyagoknak erőműreaktorokban egyben hűtőközegeként is való alkalmazása igen előnyösnek látszik. Összefoglaló ismertetést adtak az irodalomban e célra eddig javasolt és részben általunk is vizsgált aromás szénhidrogénelegetekről és szerves berillium — komplex vegyületről. Párhuzamot vontak a szerves reaktormoderátorok és a víz mint lassító és hűtőközeg között. Foglalkoztak e vegyületek lassító tulajdonságainak a természetes izotópösszetétel (deutérium-hidrogén arány) megváltoztatása útján való nemesítésének lehetőségével, továbbá az aromás szénhidrogének sugárstabilitásának értelmezésével.

Pál Léndárd: Neutronok mágneses szóródása

A neutron anyaggal való kölcsönhatásának egyik sajátos formája az atomi mágneses momentumokkal való mágneses kölcsönhatás. E mágneses kölcsönhatás

lehetővé teszi, hogy neutronok segítségével mágneses szerkezet vizsgálatokat végezzünk, neutronnyalábót polarizáljunk és polarizált neutronok mágneses anyagokkal történő kölcsönhatásában előálló depolarizációból a belső mágneses tér szerkezetére következtetéseket vonjunk le. Az előadás a neutron segítségével végezhető mágneses vizsgálatokról adott összefoglaló képet és beszámolt azokról a saját vizsgálati eredményekről is, amelyeket polarizált neutronokkal ferromágneses anyagok telítettséghez közeli állapotának jobb megértése céljából végzett az előadó.

Enzsöl Gyula—Hadusfalvi István—Markó Szilárd:
Elektromágneses hullámok kölcsönhatása gyromágneses (ferrit) anyagokkal

Az előadás ismertette a mikrohullám ferritek (non-reciprok-hatást mutató mágneses anyagok) elméletét. Tárgyalta az elektromágneses hullámok terjedését végtelen ferrit közegben, valamint ferrittel részlegesen töltött cső-hullámvezetőkben. Rámutatott arra, hogy a jelenségeknek milyen gyakorlati felhasználásai vannak (izolátor, fázistoló, gyrator, cirkulátor és regulátor). Ismertette a ÁKI-ban kifejlesztett mikrohullámú ferrit izolátorokat (egyirányú áteresztő elemeket), cirkulátort és regulátort. Befejezésül több olyan problémát vetett fel, amelyeknek megoldása a következő évek fizikai kutatásának a feladata.

Erő János—Pócs Lajos—Szentpétery Imre—Zimányi József: **Polarizációs jelenségek vizsgálata magreakciókon**

Ismeretes, hogy igen nagy energiájú, 100 MeV nagyságrendű magkölcsönhatásoknál a spin-pálya kölcsönhatás miatt polarizációs effektusok tapasztalhatók. Újabban számottevő polarizációt észleltek kisenergiájú magreakcióknál is. Stripping reakciók esetén az elméleti számítások jó egyezést adnak a kísérlettel, és így a polarizáció tanulmányozása lehetőséget nyújt a magreakciók mechanizmusának további tisztázására. Az előadásban főleg a kisenergiájú reakcióknál fellépő polarizációról, és annak kísérleti vizsgálatáról volt szó.

Turi István: **Oktatófilmek a fizika tanításához**

A fizika eredményes tanításához a kísérletek mellett elengedhetetlenül szükséges a korszerű szemléltető eszközök használata. Ebben a tekintetben rendkívül nagy jelentősége van az oktatófilmnek, amely kivételes helyet foglal el a szemléltető eszközök sorában. A filmnek a többi szemléltető eszközzel szemben az a nagy előnye, hogy a mozgó kép révén a valósághoz közelebb kerül, a jelenségeket dinamikus módon mutatja be. A film az elmélet és gyakorlat közötti összefüggést, a tudomány és az élet között levő kapcsolatot is szemléltetheti. Ez a tulajdonsága teszi különösen értékké a filmet az iskolai oktatónévelő munkában most, amikor iskoláinkban megvalósítjuk a politéchnikai oktatást. A film segítségével a tanár az iskola falai közé viheti az üzemet, tanulóink számára egyébként hozzáférhetetlen folyamatokat tud feltárni: trükkrajz, röntgenfelvétel, mikrofelvétel, lassított és gyorsított felvétel stb. segítségével. A filmen jól szemléltethetjük a különböző gépeket, gépelemeket, eszközöket, technikai berendezéseket, megmagyarázhatjuk működési elvüket trükkrajz segítségével és bemutathatjuk őket működésben is. Az oktatófilm a valóság hű ábrázolása miatt technikailag a legtekélyesebb, rendkívül értékes szemléltető eszköz. Így a film kiválóan alkalmas arra, hogy segítségével bemutassuk a tanulóknak, hogyan alkalmazzák a mindennapi életben az órán megismert törvényszerűségeket. A módszeresen felépített, eszméipolitikai szempontból kifogástalan oktatófilm gyarapítja és elmélyíti a tanulók tudását, összekapcsolja ismereteiket az élettel, a szocialista termeléssel. Az Iskolai Filmintézetben az utóbbi évek során a fenti megfontolások figyelembevételével készültek a fizika tárgyú oktatófilmek.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1960. évben rendezett előadásai:

Február 8. Beszámoló a Pohl-ünnepségről és a göttingeni szilárdtest kutatásokról. *Előadók:* Gyulai Zoltán és Tarján Imre.

Február 15. Mikroszkopikus észlelési módszerek összehasonlítása. *Előadó:* Bernolák Kálmán.

Február 29. Korszerű mérőeszközök gamma-spektroszkópiai célokra. *Előadó:* Ember György.

Március 7. A Pécsi Pedagógiai Főiskola Fizikaitanszékén folyó elektrolumineszcens vizsgálatok. *Előadó:* Jeges Károly.

Március 14. Beszámoló az Indiai Tudományos Kongresszusról. *Előadó:* Szigeti György.

Március 21. Szembelhaladó fénysugarak interferenciájának tanulmányozása. *Előadók:* Mátrai Tibor és Koczás Edit.

Április 24. Alapvető kristályosodási folyamatok. Vizsgálatok a kristályhibák fizikája köréből. *Előadók:* Gyulai Zoltán és Morlin Zoltán.

Május 2. A magyar kísérleti atomreaktor egy éve. *Előadók:* Verle Győző, Kiss Dezső és Kiss István.

Május 9. Gyors-neutron repülési időmérő spektrométer. *Előadó:* Neszmélyi András.

Május 16. Téremissziós mikroszkópia. *Előadó:* Roboz Péter.

Május 23. $\mu\mu$ sec-os méréstechnika erősítési problémái. *Előadó:* Adorján Bencze.

Június 16. Az ionrakéta. *Előadó:* Nagy Ernő.

Június 23. Hold és Bolygókutatás. *Előadó:* Josef Sadil.

Június 27. Modern variációs módszerek alkalmazása a neutrontdiffúzió elmélete területén. *Előadó:* Theodor Kahán.

Június 29. Atomok és lassú neutronok közötti összeütközések kvantumelmélete. *Előadó:* Theodor Kahán (Páris).

September 12. Gehirnwellen von der mathematischen, technischen und physiologischen Seite betrachtet. *Előadó:* Norbert Wiener.

September 13. Allgemeine Entwicklungslinien der modernen Quantenfeldtheorie. *Előadó:* G. Heber (Jena).

September 21. Az élet eredetének biológiai, geológiai és egyéb vonatkozású problémái. *Előadó:* J. D. Bernal.

September 22. *Előadó:* P. M. S. Blackett Nobel-díjas.

September 26. Magaktív részecskék ütközésének vizsgálata igen nagy energiák esetén. *Előadó:* C. F. Powell. Nobeldíjas.

September 27. Az angiai atomerőművek. *Előadó:* J. Cockroft Nobeldíjas.

Középiskolai tanárok részére rendezett előadások:

Január 13. Újabb kutatási eredmények a magas légkörből. *Előadó:* Flórián Endre.

Február 10. Antirészecskék. *Előadó:* Marx György.

Március 10. Selényi Pál néhány fizikai feladata. *Előadó:* Bujdosó Ernő.

Április 13. 1. Laboratóriumi és középiskolai kísérleti célokat szolgáló Van de Graaff generátor bemutatása. *Előadó:* Hidas Lajos.

2. A színes fényképezés eredményei a csillagászatban. *Előadó:* ifj. Bartha Lajos.

Október 12. A tehetetlen és súlyos tömegről. *Előadó:* Novobátzky Károly.

Középiskolai diákok részére rendezett előadások:

Január 30. Fizika délután.

Február 20. Számítások és kísérletek a lencsék optikája köréből. *Előadó:* Vermes Miklós.

Március 19. 1. Torziós inga és Foucault kísérlet. *Előadó:* Baintner Géza.

2. Feladatok. *Előadó:* Brajer László.

Május 14. Kísérletek az akusztika köréből. *Előadó:* Tamás Gyula.

Június 18. Az 1960. évi tanulmányi verseny fizikai feladatai. *Előadó:* Vermes Miklós.

Október 22. Bernoulli-törvény és a közegellenállás.
Előadó: Vermes Miklós.

Rendezvények:

Január 5. A középiskolai fizikatanárok III. országos ankétja. Budapest.

Március 6. Matematikai-fizikai statisztikai kolloquium. Dobogókő.

Augusztus. A VII. Magyar Fizikus Vándorgyűlés. Miskolc.

Szeptember. Magfizikai konferencia. Balatonöszöd.

December. A Társulat közgyűlése.

OPTIKAI KONFERENCIA

Budapest, 1960.

Az M. T. E. SZ.-hez tartozó Optikai és Kinotechnikai Társulat szept. 7—11-ig Optikai Konferenciát rendezett külföldi vendégek részvételével. A konferenciára számos külföldi fizikus is jelentkezett előadással, köztük az optikának igen kiváló képviselői is, mint például a párizsi Elméleti és Alkalmazott Optikai Intézetből *Marechal* professzor, aki a *Handbuch der Physik* újabb kiadásában az optikai rész egy részét írta; *Abeles* professzor ugyanaból az intézetből; *Lau* professzor Berlinből; *Ingarden* Wrocławból és még sokan mások.

Magyar részről az Optikai és Finommechanikai Központi Kutató Laboratóriumból, a Központi Fizikai Kutató Intézet Fizikai Optikai Laboratóriumából, az MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézetéből és a Gamma Optikai Művekből jelentettek be előadásokat.

Az előadások a következő tárgykörök köré csoportosultak: Az előadások egy része elvi optikai problémákkal foglalkozott, mint például a fényhullámokban fellépő ún. korrelációs tulajdonságok, fény állóhullámok tulajdonságai, fényelhajlás és az optikai kép elmélete, különös tekintettel arra az esetre, ha a megvilágító forrás nagysága véges nagyságú. Az előadások más része vékonyrétegek optikai tulajdonságaival, különféle megvilágításnál a mikroszkópi kép tulajdonságaival és különféle gyakorlati problémákkal és készülékekkel, mint például új típusú mikroszkóppal, egyenes kitűző készülékkel stb. foglalkozott.

A továbbiakban a konferencia anyagából néhány, a fizikusok részéről érdeklődésre számot tartó előadást emelünk ki és röviden ismertetünk.

Jánossy L.—Náray Zs.—Varga Péter: „Koherens nyalábok korrelációs tulajdonságai” című előadásukban egy kísérletről számoltak be, melyben egy félig áteresztő tükrrel két részre bontott fénynyaláb két különálló elektronsokszorozóra ejtettek és a két sokszorozóból kapott impulzusok közötti koincidenciákat figyelték meg egy 10^{-9} sec időfelbontású koincidencia körrel. Tudvalevőleg az atom csak egy meghatározott ideig sugároz fényt. Ezen idő alatt egy ún. hullámvonulat keletkezik. Makroszkópikus fényintenzitásoknál a fényt ilyen hullámvonulatok rendezetlen halmazának képzelhetjük el. A szerzők az eddigi elképzelésekkel ellentétben feltették, hogy a különböző hullámvonulatok egymás között kölcsönösen interferálnak és ezáltal a fényamplitúdó modulált rádióhullámoknál) véletlen eloszlásban csúcsok lépnek fel. Az ilyen helyeken nagyobb valószínűséggel lépnek fel fotoelektronok mindkét fénynyalábban és koincidenciához vezetnek. A mért értékek jól megegyeznek az elméleti értékekkel. A szerzők elemezték az eddig végzett külföldi méréseket is és megállapították, hogy azok statisztikus szempontból nem egészen kifogástalanok.

Állóhullámok tulajdonságaival foglalkozott előadásában *Mátrai Tibor* és *Koczás Edit*, melyet „A Wiener-féle interferenciaterbe helyezett elnyelőréteg hatása a kilépő fénynyaláb intenzitáseloszlására” címmel tartottak. A szerzők az állóhullámú térből kilépő fénynyalábban akarták kimutatni, hogy állóhullámú tér létezik úgy, hogy az állóhullámú térbe egy vékony abszorbeáló réteget helyeztek. Várható volt, hogy a csomópont helyén az abszorpció kisebb, mint a duzzadó helyen,

melynek hatása az interferenciateréből kilépő nyaláb periódikus intenzitásváltozásában nyilvánult volna meg. A várakozás ellenére a kísérlet negatív eredményt hozott. Ebből azt lehetett következtetni, hogy az abszorpció ugyanakkora a csomóponton, mint a duzzadóhelyen, azaz a lineáris szuperpozíció még abszorbeáló közegekben is igaz.

A mai optikai kutatásban egyik igen fontos irányzat az, mely azt tűzte ki feladatául, hogy az eddigi elméleti megfontolásokkal ellentétben, melyekben mindig pontszerű fényforrást vettek alapul, a gyakorlatban realizálható fényforrás kiterjedését számításba vegye. Ilyenkor ugyanis a fényforrás által sugárzott fény nem teljesen koherens, mivel a forrás egy adott pontja által sugárzott fényhez hozzáadódik a vele nem koherens többi forráspont által sugárzott fény. *Bakos József* és *Kántor Károly*: „Fény diffrakciója résen, kiterjedt fényforrás esetén” címmel tartott előadásukban megmutatták, hogy hogyan függ a diffrakciós képre jellemző intenzitás maximumok és minimumok nagysága és helye a fényforrás szélességétől. A kísérlet eredménye jól egyezett az elmélettel és annak első kvantitatív igazolását adta.

Marechal professzor „A képalkotás a mikroszkópban és a parciális koherencia” című előadását akadályoztatása miatt *Abeles* professzor olvasta fel. Az optikai rendszerekben a leképezés függ attól, hogy a tárgyat koherens, parciálisan koherens, illetve inkoherens fénnel világítjuk meg, azaz, hogy a fényforrás pontszerű, véges kiterjedésű, vagy végtelen nagy. Az utóbbi esetben a kép intenzitáseloszlásának Fourier transzformáltja*

$$i = o \cdot d$$

egyszerű alakban adható meg, ahol o a tárgyat jellemző O intenzitás függvény és d az optikai rendszer jellemző D diffúziós függvény Fourier transzformáltja. Ez azonban a gyakorlatban előforduló parciálisan koherens megvilágítás esetén nem írható ilyen egyszerű alakban, kivéve, ha a tárgy kontrasztja igen kicsi, amint ezt a szerző megmutatta. Mikroszkópnál pedig általában ez a helyzet, s ezért viszonylag egyszerű kifejezést kapunk parciális megvilágítás esetén is.

A d függvényt kontraszt-átviteli függvénynek is nevezik. *Varga László* „Optikai rendszerek frekvencia-átvitelének geometriai optikai vizsgálata” címmel tartott előadásában eljárást ismertetett, mellyel az átviteli függvény nyíláshibák esetén is számolható.

Ingarden igen érdekes előadásban számolt be az ún. optimális optikai rendszer problémájáról. Az optikai leképező rendszerrel szemben támasztható legfontosabb követelmény lehet, hogy a kép információ-tartalma megegyezzen, vagy csak kevéssé térjen el a tárgy információ-tartalmától. A szerző bemutatja, hogy ez nem lehetséges a tárgytól függetlenül, mert más-más tárgy esetén más-más optikai rendszer teljesíti ezt a követelményt. Ugyanakkor megmutatja az optikában fellépő határozatlansági relációknak a kvantumelméleti és információelméleti határozatlansági relációkkal való összefüggését.

A továbbiakban *Bernoldák Kálmán* a különböző mikroszkópi megfigyelési módszereket hasonlította össze. Megmutatta, hogy különböző megvilágítások esetén a tárgyak más-más tulajdonságairól lehet információkat kapni és adott tárgynál meghatározott megvilágítási módszert kell használni, amely több módszer keveréke is lehet, hogy maximális információt kapjunk. Célszerűtlen választás esetén a mérni kívánt tulajdonságról esetleg egyáltalán nem, vagy hamis felvilágosítást kapunk.

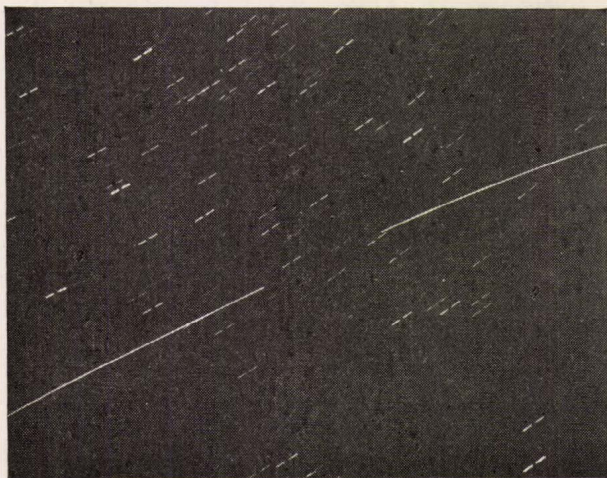
Bencze Gyula és *Hódi Endre* optikai rácsok mikroszkópi képének fényeloszlását vizsgálta meg különböző megvilágítási és megfigyelési módszerek mellett.

Számos előadás foglalkozott félig áteresztő rétegek tulajdonságaival, előállításuk technikái problémáival.

A konferencián még sok értékes előadás hangzott el, mely gyakorlati problémákkal foglalkozott. Ezek ismertetésétől eltekintünk.

* A Fourier sorbafejtést az ún. térfrekvenciákra vonatkozólag végezzük. (A térfrekvencia dimenziója 1 cm.)

Az Echo-szatelit. Igen érdekes új szatellit-kísérlet-sorozatot kezdtek el Amerikában a Cape Canaveral-i kísérleti telepen. Ez a sorozat az igen nagy frekvenciájú rádiójelek nagy távolságra való továbbítását szolgálja. Ehhez a sorozathoz tartozó szateliteket Echoknak nevezik. A sorozat első tagját 1960. augusztus 12-én lőtték fel. Ez egy 30 méter átmérőjű plasztik gömb, amely kb. 1400 km magasan kering a Föld körül. Keringési periódusa 118,2 perc. Pályahajlása 47° . Igen fontos vizsgálatokat végeznek még ezekkel a szatelittekkel az atmosféra sűrűségének gyors változásaival kapcsolatban.



1. ábra

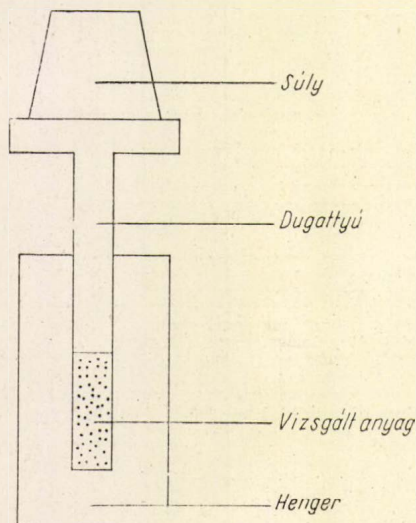
A gömb 0,0125 mm vastag Mylar-plasztikból készült, és a felülete alumíniumozva van a jó reflexió biztosítására. A rásugárzott rádiójelek 98%-át reflektálja 4000Mc/sec-ig. Kilövés előtt összehajtogatták egy 62 cm átmérőjű gömbbé, és egy ugyanekkora tartóba helyezték. Amikor a pályasebességet megkapta, ez a tartó kinyílt, és a ballonban maradt igen kis mennyiségű levegő megkezdte a ballon felfújását. A gömbbe egy plasztik zsákban kb 2 liter vizet helyeztek el. Ez a víz elpárolgott, és ez tette teljessé a gömb felfújását. Ez a vízmennyiség elegendő volt, mert a szatellit olyan pályán kering, ahol az atmosféra sűrűsége 10^{-17} gr/cm³. A szatellit annak a veszélynek van kitéve, hogy meteorok kilyukaszthatják, ezért könnyen szublimáló szilárd anyagot is vitt magával. Ez biztosítja azt, hogy sérülés esetén kb. még egy hétig a szatellit megtartsa gömbalakját.

A rádió-jel kísérleteket az USA keleti és nyugati partjain felállított két kísérleti adó végzi. A szatellit mind a két helyről egy időben látható. A további ilyen szatelliteket olyan pályára lövik, amelyen keringési szögsebességük és irányuk megegyezik a Föld forgási szögsebességével és irányával, tehát állandóan egy földrajzi pont felett tartózkodnak. A mellékelt fényképen az Echo átvonulását látjuk Budapest felett augusztus 18-án 0^h 30^m-kor. A felvétel a Csillagvizsgáló Intézetben készült egy Rolleiflex 2,8 nyílászviszonyú kamerával.

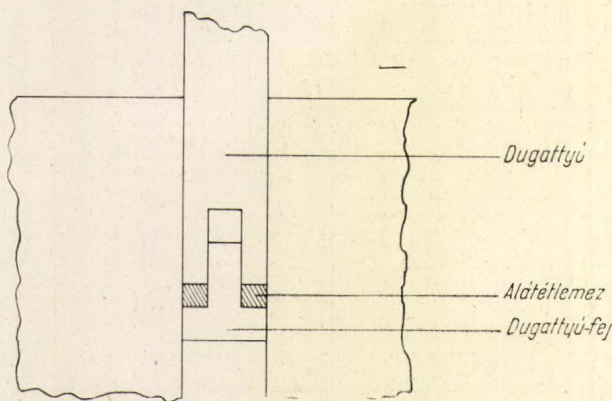
L. M.

Az anyag viselkedése nagy nyomáson. Az anyag viselkedése nagy nyomáson elvileg egyszerű készülékkel vizsgálható (1. ábra). A gyakorlati megvalósításnál két nehézség merül fel: Bizonyos nyomáson túl a vizsgált anyag a dugattyú mellett felszívárog, illetőleg még nagyobb nyomásnál szétveti a hengert. E nehézségek legyőzése elsősorban P. W. Bridgman érdeme. Bridgman a berendezést úgy módosította, hogy a dugattyúba lyukat véssett, és a végére egy ugyancsak kifűrt lágy alátétlemezt

helyezett. Az egész dugattyút azután megtoldotta egy szabadon mozgó fejjel (2. ábra). A külső nyomás növelésekor az alátétlemez nyomása nagyobb a vizsgáltanyagénál, és ez megakadályozza a szivárgást. E módszer alkalmazásával több tízezer atmoszféra nyomás volt elérhető. Természetesen ilyen körülmények között a legtöbb fizikai mennyiség mérése óriási nehézségekbe ütközik. Van azonban egy olyan mennyiség, amelynek mérése rendkívül egyszerű: a térfogaté. Különösen fontos a hirtelen térfogatváltozások megfigyelése, ezek oka ugyanis az anyag fázisváltozása. Bridgman másik ötlete az volt, hogy az egész készüléket nagy nyomású folyadékkal vette körül. Ezzel a henger ellenállóképessége megnőtt, mégpedig a külső nyomásnak megfelelőnél nagyobb mértékben. Ilyen módon 30 000 atmoszféras folyadékfűrdővel 100 000 atmoszféra volt elérhető. A magas nyomások kutatása több területen vezetett érdekes eredményekre. Tudjuk, hogy a gázoknak van egy kritikus hőmérséklete, amelyen túl semmilyen nagy nyomással sem cseppfolyósíthatók. Felmerül a kérdés, hogy nem létezik-e egy második kritikus hőmérséklet is, amelyen túl az anyag semmilyen nagy nyomással sem vihető át szilárd halmazállapotba. Simon és munkatársai héliumon a kritikus hőmérséklet tízszereséig (kb. 60° K) végeztek méréseket, de nem találtak második kritikus pontot. Ebből arra lehet következtetni, hogy e pont valószínűleg nem létezik. Igen figyelemre méltóak a szilárd testek allotróp módosulataira vonatkozó vizsgálatok is. Kiderült például, hogy a jégnek hétféle allotróp módosulata van. Közismert tény, hogy közönséges körülmények között a szén allot-



1. ábra



2. ábra

róp módosulatai közül a grafit stabilisabb, mint a gyémánt. Magas nyomásokon a helyzet megfordul, és 100 000 atmoszférán (3000°C mellett) a grafit átalakul gyémánttá. Kérdéses, hogy a gyémánt mesterséges előállításának ipari szempontból van-e jelentősége. Vannak azonban olyan viszonylag nagynyomású folyamatok, amelyek ipari tömeggyártás céljaira is felhasználhatók. Példa erre a politén (polimerizált etilén) gyártása, amely 1000 atmoszférán történik. Nagy nyomások segítségével előállítható a foszfornak egy ún. fekete módosulata, amely fémes jelleget mutat. Érdekes a cézium viselkedése is. 100 000 atmoszférán a cézium térfogata a normálisnak kb. $\frac{2}{5}$ része. A térfogatesőkenés azonban nem teljesen folytonos, hanem 45 000 atmoszféránál ugrászerű változás tapasztalható. Ez a változás az allotróp átalakulásokkor megszokottnál viszonylag sokkal nagyobb. A jelenség oka feltehetőleg a céziumatom elektronburkának lényeges szerkezeti módosulása.

Sajnos, a laboratóriumban állandó jelleggel előállítható és a Föld vagy különösen a csillagok belsejében fennálló nyomásértékek között nagy szakadék tátong. A Föld középpontjában a nyomás 3–4 millió atmoszférára. Ekkora nyomásokat robbanás hullámokkal állítottak elő a Szovjetunióban. Ha a laboratóriumi lehetőségek e területen jól kifejlődnének fontos geofizikai következtetések

lennének levonhatók. Elméleti számítások szerint normális hőmérsékleten a hidrogén 800 000 atmoszféránál nyomás mellett válik fémmé. A fémesedés mindig az atom elektronszerkezetének részleges pusztulását jelenti, hiszen ismert módon a fémek külső elektronjai nem egyes atomokhoz, hanem az atomok összességéhez tartoznak. Mivel a hidrogénatomnak csak egyetlen elektronja van, ebben az esetben a pusztulás teljes. Nehezebb atomok teljes ionizációjához a számítások szerint kb. 1 billió atmoszférára szükséges. Ekkora nyomás a csillagok belsejében előfordul. A Nap közepén is ekkora nyomás uralkodik, ennek ellenére a kb. 20 millió fokos hőmérséklet következtében az anyag gázállapotú. Alacsonyabb hőmérséklet esetén azonban a kondenzáció bekövetkezhet. Ez áll fenn a fehér törpéknél, amelyeknek sűrűsége így azután igen nagy, több milliósorosra a megszokottnak (kb. 10 tonna/cm³). Az atomok magja még ilyen nyomások mellett is érintetlen marad. Elméleti becslések szerint az anyag 10²³ atmoszférán nyomáson felül hullik szét nukleonokra. Ha ugyanakkor a hőmérséklet 10¹⁰-nál kisebb, az anyag valamilyen még sűrűbb állapotba kerül. Hogy a természetben létezik-e olyan csillag, amelynek belsejében ilyen állapotok uralkodnak, arról ma még nem tudunk semmit sem mondani. (Discovery 16, 500, 1955)

J. F.

A FIZIKAI SZEMLE 1—10 ÉVFOLYAMÁNAK EGYESÍTETT TARTALOMJEGYZÉKE

ÁLTALÁNOS FIZIKAI CIKKEK

Abonyi István: Mesterséges holdak és az általános relativitáselmélet	9, 9, 273
A Harmadik Szovjet Mesterséges Hold	8, 6, 179
Almár Iván: Kutatómunka mesterséges holdakkal	7, 2, 53
Almár Iván: Új problémák és eredmények az asztronautika területén	9, 10, 299
Antigravitáció	10, 6, 163
Arzimevics L. A.: A szabályozott termionkuleris reakciók vizsgálata a Szovjetunióban	9, 2, 44
Bardden J.: A tranzistorhatás felfedezése	8, 112
Bardóc Árpád: Ipari emissziós színképelemzés	3, 4, 95
Barta Lajos: A bolygók mágneses tere	10, 5, 150
Barta György: A Földmágnességgel kapcsolatos kutatások	109, 291,
Berényi Dénes: Gamma spektroszkópia I., II.	5, 5, 131, 5, 6, 107
Berényi Dénes: Megjegyzések a magspektroszkópia problémáihoz egy svédországi tanulmányúttal kapcsolatban	9, 1, 3
Berkes István—Keszthelyi Lajos: Atommagvívók élettartamának mérése	10, 8, 262
Bernoldák Kálmán: Fáziskontraszt-mikroszkóp	3, 1, 15
Bíró Gábor: A hő problémája	10, 6, 165
Bodó Zoltán: Tranzistor: a félvezető erősítő	2/3, 67
Bodó Zoltán—Weiszburg János: Az elektroluminiscencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei I., II.	10, 5, 150, 10, 6, 179
Bogoljubov N.: Új kutatások a többlest problémával kapcsolatban	9, 8, 227
Boros János: A félvezetőkutatás néhány problémája	2, 2, 34
Bozóki György—Sándor Tamás: Kísérleti eredmények a kozmikus sugárzás instabil részecskéinek kutatásában	7, 4, 98
Bozóki György—Gombosi Éva: Magkölesőhatások viselkedése extrém nagy energiáknál	10, 6, 173
Bozóki László: A röntgenegységgel kapcsolatos elvi és mérési kérdésekről	5, 2, 60
Bozóki László: A rádióizotópok felhasználásáról	6, 2, 52
Bozóki László: Egyéni dózismérők	10, 8, 237
Brattain W. H.: A félvezetők felületi tulajdonságai	8, 4, 109
M. de Broglie	10, 14, 347
Cornides István: Modern tömegspektroszkópia	3, 2, 30
Cserenkov P. A.: Fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó részecskék sugárzása	10, 1, 13
Czike Kálmán—Fodoré Csányi Piroks: A deutérium eloszlása a természetben	8, 7, 222
Domokos Gábor: A legnagyobb energiájú magkölesőhatások	8, 3, 70
Domokos Gábor: A nukleon elektromágneses szerkezete	9, 7, 206
Dukáti Ferenc: Fizikai mennyiségek elnevezése és jelölése	5, 5, 144
Dyson F.: Az új születése a fizikában	9, 7, 209
Eötvös Loránd: A Föld vonzása különböző anyagokra	4, 3, 90
Ernst Lajos: Az ionfalszivattyú	9, 6, 176
Erő János: Ionforrások	8, 2, 40
Erő János: Statikus gyorsítóberendezések	8, 4, 103
Eva Ferenc: A latens kép elméletének újabb fejlődése	10, 5, 131
Faragó Péter—Keszthelyi Lajos: A Cserenkov-féle sugárzás	1/3, 7
Faragó Péter: Az elektronsokszorozó	2, 2, 38
Faragó Péter: A speciális relativitáselmélet kísérleti bizonyítékai	4, 8, 76

Farkas István—Farkasné Jahnke Mária: Az atomenergia felhasználásának közeli perspektívái	10, 3, 79
Farkasné—Mészáros: IV. Diszlokációs vizsgálatok röntgen diffrakciós és elektromikroszkópos módszerrel	10, 12, 000
Fényes Imre: Megjegyzések és kiegészítések a mechanika elveinek Farkas Gyula féle tárgyalásmódjához	4, 4, 99
Fényes Imre: A termodinamika főtétel I., II., III., IV., 8, 4, 123, 8, 5, 160, 8, 6, 185, 8, 7, 225	
Fényes Tibor: Radioaktív a bomlás	5, 1, 10
Fényhullámok dinamikájáról	10, 11, 337
Flóridán Endre: Természetes és mesterséges radioaktív anyagok a légkörben	7, 5, 149
Flóridán Endre: Az ionoszféra	8, 7, 212
Flóridán Endre: Van Allen öv	10, 1, 18
Fogarassy Bálint—Pálkás József: Kvarc, atom, molekulaórák	8, 10, 311
Fodor Ilona: Az atommagok Coulomb gerjesztése	10, 5, 141
Földes István—Herczeg Tibor: A bolygók keletkezése I., II., 3, 5, 112, 3, 6, 143	
Frank I. M.: Törőközegekben mozgó fényforrások optikája	10, 10, 298
Gadó Pál: Kristályszerkezeti modellek a szilárdtestkutatásban	10, 11, 328
Gallai Tibor: Erők összetételének paralelogramma-szabálya	10, 2, 59
Gergely György: Objektív színmérés	9, 9, 264
Groma Géza: Mikrohullámú elektroncsövek	6, 3, 79
Guba Ferenc: Az elektronmikroszkóp	4, 1, 21
Gyarmati István: A termodinamika „válsága” és egy új elmélet	6, 6, 185
Gyimesi Zoltán: Az első magyar kísérleti atomreaktor	9, 8, 232
Györgyi Géza: Az elektron	5, 1, 3
Györgyi Géza: Az atommagok periódusos rendszeréről	6, 2, 58
Györgyi Géza: Az elemi részek családfájának megismerése felé	7, 4, 110
Györgyi Géza: A magerők töltésfüggelensége és a könnyű atommagok energianívói	8, 5, 139
Györgyi Géza: Elemek, atomok, periódusos rendszer V.	9, 8, 242
Györgyi Géza: Az atommagok izomériája I., II., 9/9, 278	
Gyulai Zoltán: Reális kristályok	10, 9, 281
Haiman Ottó: A szovjet fizika eredményei	1/2, 6
Heber G.: Megjegyzések a tér-idő kontinuum kimeréséhez	7, 5, 166
Heber G.: A térelméleti kutatások mai helyzete	9, 8, 248
Heber G.: A kvantumelmélet néhány filozófiai szempontból fontos eredménye	10, 11, 333
Hédervári Péter: A hold fizikai vizsgálatának néhány eredménye	9, 4, 105
Hédervári Péter: Nukleáris robbantások geofizikai tanulmányozása	9, 8, 239
Hédervári Péter: Mágneses módszer a Földtörténeti kutatás szolgálatában	10, 4, 114
Hoffmann Tibor: A fototron	9, 9, 259
Horváth Árpád: Újjáéled az egysarki dinamó	10, 12, 000
Horváth János: Fizikai terek klasszikus elmélete és a tér geometriai szerkezete	10, 1, 35
Horváth János: 50 éves a Langevin-egyenlet	8, 10, 303
Horváth János: Reális gázok állapotegyenlete	10, 7, 195
Horváth János: I. Kooperatív jelenségek	10, 9, 282
Hrehuss Gyula: Diffúziós ködkamra	6, 5, 153

<i>Haszskó Péter—Kosály György</i> : A termikus reaktorok fizikai elmélete I., II., III., IV. 10, 1, 26, 10, 2, 53, 10, 3, 71, 10, 4, 117	
<i>Ivanenko D.</i> : Az elemi részecskék fizikájának fejlődése 9, 4, 110	
<i>Janossy Lajos</i> : Beszámoló a nazál kozmikus sugárzási kutatásokról 4, 1, 10	
<i>Janossy Lajos</i> : Seelenyi Pál interferencia-kísérlete 40 éves 1/4, 1	
<i>Janossy Lajos</i> : A relativitáselmélet óraparadoxonáról 1/3, 3	
<i>Janossy Lajos</i> : A radioaktív bomlás valószínűségi törvényéről 4, 5, 131	
<i>Janossy Lajos—Naray Zsolt</i> : A fény kettős természetére vonatkozó vizsgálata 8, 1, 3	
<i>Jeszenszky Béla—Hartmann Ervin</i> : III. Diszlokációk 10, 11, 337	
<i>Jeszenszky Ferenc</i> : Negatív abszolút hőmérséklet 8, 8, 290	
<i>Kardos Ferenc</i> : Káprazast csökkentő fényforrás 10, 10, 304	
<i>Károlyházi Frigyes</i> : A foton 3, 4, 85	
<i>Károlyházi Frigyes</i> : Űr és órák 9, 3, 80	
<i>Károlyházi Frigyes</i> : A téridő szerkezete 10, 8, 269	
<i>Kedves Ferenc</i> : Félvezetők elméletéről I., II., III. 8, 1, 10, 8, 2, 53, 8, 3, 85	
<i>Kedves Miklós</i> : Tükröképek és egyéb jelenségek üvegszobán 3, 4, 100	
<i>Kedves Miklós</i> : Fénytörés és egyéb jelenségek üvegszobán 3, 6, 153	
<i>Kedves Miklós</i> : Síkfélülettel határolt fénytörő anyagokban keletkező virtuális képek 6, 4, 129	
<i>Keszthelyi Lajos</i> : A 30 éves Compton effektus 4, 2, 47	
<i>Keszthelyi Lajos</i> : Az elemek periódusos rendszere 5, 2, 40	
<i>Kiss Dezso</i> : Régészeti kormeghatározás C ¹⁴ -gyel 7, 1, 10	
<i>Kiss D.</i> — <i>Kiss I.</i> — <i>Pál L.</i> : Az első magyar atomreaktor 8, 7, 203	
<i>Kiss István</i> : Fázisegyensúlyok és izotópszétválasztás 10, 8, 230	
<i>Kiss József</i> : II. Szincentrumok alkalihaenogénid kristályokban 10, 10, 309	
<i>Kisné Kőszö Ewa</i> : Protonok atommagveit sűrűségeloszlásának vizsgálata 7, 4, 95	
<i>Kollay Ede</i> : Nagyenergiájú részecskegyorsítók új szerkesztési elve 9, 5, 139	
<i>Kollay Ede</i> : Erős fókuszálás kisenergiájú ionoptikai rendszerekben 9, 6, 182	
<i>Kulín György</i> : Az Arend—Roland üstökös 7, 1, 27	
<i>Kulín György</i> : Mesterséges Hoidak és az űrhajózás egi mechanikájához 8, 2, 35	
<i>Lamb W. E.</i> : A hidrogénatom finomszerkezetéről 7, 1, 16	
<i>Lave M.</i> : Ludwig Lange 10, 8, 228	
<i>Lee T. D.</i> : A gyenge kölcsönhatások és a paritás meg nem maradása 9, 1, 13	
<i>Lukács Gyula</i> : Metrológia 10, 3, 76	
<i>Marx György</i> : A magerők mezonelmélete 1/4, 7	
<i>Marx György</i> : A β -bomlás és a neutrínó 3, 1, 6	
<i>Marx György</i> : V rész az újonnan felfedezett elemi részecske 4, 2, 40	
<i>Marx György</i> : Az általános relativitáselmélet a megfigyelések tükrében 4, 3, 84	
<i>Marx György</i> : Az atommag nélküli atom, a pozitronium 6, 1, 3	
<i>Marx György</i> : A kvantumfizika elemi I., II., III. 7, 1, 21, 7, 2, 62, 7, 4, 120	
<i>Marx György</i> : Tükrözésszimmetrikus-e a természet? 7, 5, 157	
<i>Marx György</i> : Új irányok az elemi részek kutatásában 8, 8, 240	
<i>Marx György</i> : A neutrínó 9, 6, 167	
<i>Marx György—Szabó János</i> : A fotonrakéta jelentősége 10, 7, 203	
<i>Matkó G. org. né</i> : A primér áramforrások fejlődési irányai 10, 12, 000	
<i>Mátiné Zemplén Jolán</i> : A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I., II. 10, 7, 213, 10, 8, 245	
<i>Morlin Zoltán</i> : Kristálynövekedés szilárd fázisban 10, 1, 7	
<i>Nagy Ernő</i> : A rakéták és a rakétahajtóművek működéseinek mechanikai alapjai 9, 4, 99	
<i>Nagy Károly—Szabó János</i> : A folyékony hélium I., II. 7, 5, 169, 7, 6, 194	
<i>Nagy Tibor</i> : A buborékkamra 9, 4, 117	
<i>Náray Zsolt</i> : A mechanikus differenciálanalizátor 1/2, 13	
<i>Neszmélyi András</i> : Kísérleti reaktorok 6, 2, 46	
<i>Neugebauer Tibor</i> : A szupravezetés 1/1, 2	
<i>Neugebauer Tibor</i> : A mágnesség elmélete a modern fizikában 4, 1, 2	
<i>Németh Judit</i> : A magreakciók elmélete I., II., III. 8, 8, 253, 8, 9, 281, 8, 10, 316	
<i>Novobátszky Károly</i> : A relativitás elméletének szerepe a fizikában 2, 3, 65	
<i>Novobátszky Károly</i> : Tehetetlenség és gravitáció 10, 8, 259	
<i>Pauncz Rezső</i> : A kvantumkémia újabb irányvonalai 3, 5, 109	
<i>Pál Léndárd</i> : Ferromágnessé kutatások a Szovjetunióban 4, 3, 67	
<i>Pál Léndárd</i> : Ferromágnessé félvezetők 6, 5, 156	
<i>Planck M.</i> : A fizika szerepe a világnézet kialakításában 8, 6, 171	
<i>Plass R.</i> : A hullók idő fogalma 10, 4, 123	
<i>Pócsa Jenő—Sass Elemér</i> : Kettősen törő kristálygömb 8, 8, 249	
<i>Powell C. F.</i> : A kozmikus sugárzás eredete 10, 4, 105	
<i>Radányi László</i> : Zenei hangrendszer szemléletes ábrázolása 10, 3, 82	
<i>Román Pál</i> : Újabb szovjet vizsgálatok az atommagok felépítéséről 2/1, 10	
<i>Román Pál</i> : Az elemi részecskék elméletének fejlődése a Szovjetunióban 4, 4, 148	
<i>Román Pál</i> : Maxwell elektrodinamikája mai szemmel 6, 1, 9	
<i>Román Pál</i> : A fizikai vákuum 5, 2, 50	
<i>Román Pál</i> : Az antiproton 6, 6, 177	
<i>Sándor Endre</i> : Finomszerkezet vizsgálat röntgensugarakkal 5, 4, 103	
<i>Schatzmann E.</i> : Kritikai megjegyzések kozmogóniai elméletekről 5, 1, 15	
<i>Shockley W.</i> : Transzistor-fizika 8, 9, 269	
<i>Simonyi Károly—Pócs Lajos</i> : A szabályozható fúziós energiatermelés megvalósításának lehetőségeiről 7, 2, 39	
<i>Sinka József</i> : A kozmikus sugárzás kutatása mesterséges égítetekkel 9, 10, 304	
<i>Sinka József</i> : Az eddigi mesterséges égítetek áttekintése 10, 1, 42	
<i>Smith S.</i> : Stroncium 90 10, 8, 275	
<i>Szabó János</i> : A turbulencia 8, 3, 82	
<i>Szabó János</i> : Elemek, atomok, periódusos rendszer I., II., III., IV. 9, 4, 122, 9, 5, 150, 9, 6, 189, 9, 7, 214	
<i>Szabó Pál</i> : Neutron diffrakció alkalmazása az anyag finomszerkezeti kutatásban I., II., III. 9, 1, 18, 9, 2, 59, 9, 3, 85	
<i>Szalay Sándor—Berényi Dénes</i> : Termionukleáris atommagfolyamatok és a H-bomba 6, 5, 145	
<i>Szalay Sándor</i> : A mesterséges radioaktivitás felfedezése és hatása a tudományos kutatás fejlődésére 10, 3, 67	
<i>Szalay Sándor</i> : Radioaktív anyagok a légkörben és a természetes vizekben 10, 4, 101	
<i>Szamosi Géza</i> : A maghasadás fizikai elmélete 6, 2, 38	
<i>Szedov L. S.</i> : A Holdrakéták pályája 10, 8, 241	
<i>Szigeti György</i> : A kutatás szerepe egy iparág fejlődésében 2/3, 70	

<i>Szímán Oszkár—Eva Ferenc</i> : Szovjet eredmények az elméleti fotográfiában 6, 1, 14	
<i>Tamm I. E.</i> : A fénysebességnél nagyobb sebességgel mozgó rendszer sugárzásának általános tulajdonságai 10, 11, 323	
<i>Tamm I. E.</i> : A nagyenergiájú részek fizikájáról 10, 5, 148	
<i>Tarján Rezső</i> : Információelmélet és a fizika 8, 2, 49	
<i>Tarnóczy Tamás—Somhegyi Károly</i> : Égési folyamatok befolyásolása akusztikus energiával 3, 1, 1	
<i>Tarnóczy Tamás</i> : Hangfokuszáló eszközök 3, 2, 39	
<i>Tábori Gabriella</i> : Fényesövek fizikája 10, 4, 111	
<i>Trummer István</i> : A modern spektrofotometria elméleti alapjai 4, 5, 138	
<i>Vavilov Sz. I.</i> : Lenin és a modern fizika filozófiai problémái 2/1, 1	
<i>Üzenetek a világúrból</i> 10, 11, 335	
<i>Zeldovics J. B.</i> : Az elemi részek töltése 10, 3, 86	
<i>Zsoldos Lehel</i> : A röntgenmikroszkóp 9, 3, 74	
<i>Yang C. N.</i> : A paritás megmaradásának tétele és más szimmetria törvények 9, 1, 8	

FIZIKATÖRTÉNETI CIKKEK

A) Magyar fizikusok

<i>Budó Ágoston</i> : Széll Kálmán 2/1, 9	
<i>Bujdosó Károly</i> : Károlyi Irén 10, 1, 3	
<i>Deézi Irén</i> 8, 3, 97	
<i>Deézi Irén</i> : Schmid Rezső 5, 6, 178	
<i>Fényes Imre</i> : Neumann János 7, 3, 85	
<i>Gyarmati István</i> : Szily Kálmán 5, 5, 147	
<i>Gyulai Zoltán</i> : Szabó Gábor 7, 1, 20	
<i>Gyulai Zoltán</i> : Tarján Ferenc 7, 1, 31	
<i>Horváth Árpád</i> : Jedlik Ányos 7, 5, 139	
<i>Horváth Árpád</i> : Petzval József 8, 8, 235	
<i>Jakucz István</i> : Segner András 5, 3, 65	
<i>Jakucz István—Barna Péter</i> : Hatvani István 7, 1, 3	
<i>Mátiné Zemplén Jolán</i> : Pósházi János 9, 2, 52	
<i>Pócsa Jenő</i> : Selényi Pál 4, 2, 35	
<i>Selényi Pál</i> : Bródy Imre 4, 4, 102	

B) Külföldi fizikusok

<i>Einstein A.</i> : Hogyan született meg az általános relativitáselmélet 5, 4, 101	
<i>Einstein A.</i> : Maxwell befolyása a fizikai valóságról kialakított nézeteink fejlődésére 9, 6, 187	
<i>Fáy Gyula—Tábori Gizella</i> : A 70 éves Balmer-formula 6, 3, 89	
<i>Faragó Péter</i> : Leonardo da Vinci 2, 3, 57	
<i>Jakov Iljics Frenkel</i> 3, 1, 25	
<i>Horváth Árpád</i> : A 300 éves Ingaóra 8, 10, 306	
<i>Horváth Árpád</i> : Háromszázötven éves a távosó 9, 7, 199	
<i>Horváth Árpád</i> : Einstein és az atomfizika 4, 4, 105	
<i>Horváth János</i> : Enrico Fermi 5, 5, 139	
<i>Infeld L.</i> : Copernicus hatása a gravitáció elméletének fejlődésére 3, 6, 139	
<i>Infeld L.</i> : A relativitáselmélet története 5, 3, 96	
<i>Joliot Curie F.</i> 8, 9, 195	
<i>Károlyházi Frigyes</i> : W. Pauli 9, 1, 25	
<i>Lave M.</i> : Lange 10, 7, 228	
<i>Novobátszky Károly</i> : W. Thomson 8, 3, 71	
<i>Pócsa Jenő</i> : E. Toricelli 9, 5, 135	
<i>Sándor Endre</i> : A 60 éves röntgensugárzás 6, 4, 113	
<i>Szalay László</i> : Vavilov élete és munkássága 1/2, 1	
<i>Raman C. V.</i> : Huygens 10, 2, 202	
<i>L. Voszkoibinik D.</i> : A nukleáris fegyverek hatásai 9, 5, 145	

VEZÉRCIKKEK, ALKALMI CIKKEK

A fizikai kutatás fejlődése hazánkban a felszabadulás óta 3, 3, 57	
<i>Faragó Péter—Pócsa Jenő</i> : Elektronika 3, 3, 65	
<i>Fényes Ervin</i> : Kozmikus sugárzás 3, 3, 67	
<i>Fényes Imre</i> : Termodinamika 3, 3, 76	
<i>Hoffmann Tibor</i> : Szilárd anyag elmélete 3, 3, 76	
<i>Boros János—Szalay László—Bodó Zoltán</i> : Félvezetőkutatás 3, 3, 79	
<i>Mátrai Tibor</i> : Spektroszkópia 3, 3, 79	
<i>Marx György</i> : Relativitáselmélet és alkalmazásai 3, 3, 58	
<i>Nagy Károly</i> : Kvantumelmélet 3, 3, 61	
<i>Pauncz Rezső</i> : Atomok elmélete 3, 3, 71	
<i>Pauncz Rezső</i> : Molekulák elmélete 3, 3, 73	
<i>Pauncz Rezső</i> : A kvantumkémia újabb irányvonalai 3, 3, 109	
<i>Szamosi Géza</i> : Az atommag elmélete 3, 3, 69	
Az 1960. évi Lenin-díjasok 10, 8, 136	
Az atomtudósok felhívása a III. Pugwash Konferencián 8, 10, 299	
A Szovjetunió segítségével a magyar népek 5, 6, 149	
<i>Berkes István—Szabó Ferenc</i> : A II. Genfi Atomenergia konferencia 9, 2, 39	
<i>Boros János</i> : Gyulai Zoltán 70 éves 7, 6, 179	
<i>Burhop E. H. S.</i> : Alapvető magfizikai kutatások Nagy-Britanniában 7, 6, 183	
<i>M. de Broglie</i> 10, 11, 347	
<i>Egyed László</i> : A nemzetközi geofizikai év magyar feladatai 7, 4, 93	
<i>Egyed László</i> : A gravitációs mérések fejlődése (Eötvös) 9, 10, 295	
<i>Albert Einstein</i> 75 éves 4, 3, 76	
<i>Albert Einstein</i> 5, 4, 95	
<i>Féjér Lipót</i> 10, 2, 52	
<i>Frish O. R.</i> : Új energiaforrás? 7, 2, 73	
<i>G. Gamov</i> : A relativisztikus város 8, 4, 127	

Haiman Ottó: A szovjet fizikai eredményei	1, 2, 6
Jánossy Lajos: Novobátzky Károly 70 éves	4, 1, 1
Javaslatok a második ötéves terv irányelveihez	6, 4, 111
Lane M.	10, 8, 227
A. N. Lavricsev: A Szovjetunió segítsége más országok számára az atomenergia békés felhasználásában	6, 2, 36
Novobátzky Károly köszöntése	9, 3, 71
Novobátzky Károly: Köszöntő	1, 1, 1
Szabadságunk tizedik évfordulója	5, 2, 35
Szigeti György: Visszatekintés az Eötvös Loránd Fizikai Társulat eddigi működésére	5, 2, 36
Sztálin I. V.	3, 2, 29
Tarján Ferenc 70 éves	5, 6, 192
Tarján Imre: Tanulmányút a Szovjetunióban	5, 2, 39
Tizenöt esztendő	10, 4, 99

FELADATOK, TANULÓVERSENYEK

Eötvös Loránd fizikai tanulmányverseny 1, 1, 10 2, 2, 55 3, 3, 132 4, 5, 180	
5, 1, 31 6, 2, 74 7, 1, 30 8, 1, 22 9, 1, 22 10, 2, 62	
Selényi Pál: Hol a hiba?	1, 1, 13 2, 2, 43
Vermes Miklós: Feladat	1, 1, 13 2, 2, 43
Levelezés	2, 1, 29
Fizikai feladatok	4, 6, 189 5, 3, 76 5, 4, 123
Bothe W.: Néhány jótanács	9, 4, 127

INTÉZETI BESZÁMOLÓK

A Budapesti Műszaki Egyetem Fizikai tanszéke	10, 2, 62
A Budapesti Egyetem Kísérleti Fizikai tanszéke	1, 2, 24
A Budapesti Egyetem Orvosi Fizikai Intézet	8, 1, 25
A Pécsi Biofizikai Intézet	9, 6, 195
A Tihanyi Geofizikai Observatórium	9, 1, 32
Az Aerológiai Observatórium	10, 6, 184
Akadémiai Akusztikai Kutató csoport	9, 4, 130
Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete	8, 7, 231
ELTE Elméleti Fizikai Intézete	7, 4, 133
Építőipari Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézete	7, 6, 203
Egyesített Atommagkutató Intézet (Dubna)	8, 5, 153
Fővárosi Pedagógiai Szeminárium	8, 8, 261
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet	8, 6, 197
Központi Fizikai Kutató Intézet	2, 2, 29
Kozmikus sugárzású kutatások	4, 1, 10
Kozmikus sugárzású osztály	7, 3, 87
Radiológiai osztály	8, 4, 130
Felkészülés az atomreaktor felhasználására	8, 7, 203
Központi Kémiai Kutató Intézet	9, 3, 90
Műszaki Fizikai Kutató Intézet	8, 3, 97
Országos Röntgen és Sugárfizikai Intézet Fizikai osztálya	8, 9, 293
Országos Onkológiai Intézet laboratóriuma	7, 5, 175
Ötéves az MTA Atommagkutató Intézete	9, 9, 284
Szabványügyi Hivatal	9, 2, 65
Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete	9, 8, 252
Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete	8, 2, 67

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK, TUDOMÁNYOS RENDEZVÉNYEK

Egyesületi élet 1, 1, 27 1, 2, 33 1, 4, 28 3, 1, 25 2, 1, 35 2, 3, 91	
3, 1, 27 3, 2, 53 3, 4, 108 3, 5, 132 3, 6, 163 4, 2, 56 4, 3, 94	
4, 4, 117 4, 6, 187 5, 1, 25 5, 3, 76 5, 4, 158 6, 1, 26 6, 2, 74	
6, 3, 101 6, 6, 167 6, 6, 199 7, 1, 21 7, 3, 85 7, 4, 129 7, 6, 201	
8, 1, 25 8, 3, 96 8, 2, 64 8, 4, 130 8, 5, 168 8, 6, 194 8, 7, 831	
8, 8, 260 8, 9, 213 8, 10, 302 8, 10, 325 9, 1, 32 9, 2, 94 9, 4, 130	
9, 5, 160 9, 7, 30 10, 1, 31 10, 2, 62 10, 1, 12 10, 4, 122	
10, 6, 190 10, 11, 317 10, 12, 376	
Kossuth-díjasaink 1, 2, 31 2, 2, 33 3, 2, 55 4, 3, 94 5, 3, 79 5, 4, 121	
5, 5, 168 9, 8, 253 10, 6, 192	
Bródy és Schmid-díjasaink 3, 1, 27 4, 1, 58 2, 1, 26 1, 2, 33 5, 3, 78	
6, 3, 103, 7, 4, 129 8, 2, 66 8, 10, 325 9, 10, 325 10, 5, 157	
A TMV III. Közgyűlése	3, 5, 119
I. Magyar Fizikus Kongresszus (Budapest, 1953)	3, 4, 81
II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Pécs, 1951)	2, 1, 26
III. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Debrecen, 1952)	2, 4, 85
IV. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Budapest, 1953)	4, 4, 117, 4, 6, 163
V. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Eger, 1954)	5, 6, 185
V. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Veszprém, 1956)	6, 6, 193
VI. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Szeged, 1959)	9, 10, 295
VII. Magyar Fizikus Vándorgyűlés (Miskolc, 1960)	10, 12, 376
Relativitáselméleti kollokvium (Dobogókő, 1955)	5, 4, 117
Magfizikai kollokvium (Mátraháza, 1955)	6, 1, 25
Akusztikai kollokvium (Budapest, 1955)	6, 3, 101
Spektroszkópiai ankét (Szeged, 1956)	6, 3, 102
Kollokvium a magfizika kísérleti eszközeiről (Debrecen, 1956)	6, 5, 166
Elektronfizikai kollokvium (Dobogókő, 1956)	6, 6, 199
Kozmikus sugárzású konferencia (Budapest, 1956)	7, 1, 30
Kollokvium az elemi részecskék fizikájáról (Balatonvilágos, 1957)	7, 4, 130
Magfizikai kollokvium (Mátraháza, 1957)	8, 2, 64
Kristályfizikai előadásorozat (Budapest, 1957)	8, 6, 194
Kollokvium az elemi részecskék fizikájáról (Balatonvilágos, 1958)	9, 1, 30
Gázfizikai kollokvium (Balatonvilágos, 1958)	9, 4, 127
Spektroszkópiai kollokvium (1958)	9, 5, 160

A középiskolai fizikatanárok ankétja (1957) és (1958)	8, 4, 131, 9, 7, 220
Akusztikai és Ultrahang kollokvium	9, 8, 254
A középiskolai fizikatanárok III. országos ankétja	10, 11, 317
Szilárdtest fizikai konferencia (Balatonfüred)	10, 5, 156

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

1, 3, 27 1, 4, 24 2, 1, 21 2, 2, 51 2, 3, 83 3, 1, 30 3, 5, 133 3, 6, 165	
4, 2, 63 4, 6, 191 5, 1, 32 5, 3, 88 5, 4, 128 5, 6, 195 6, 1, 32	
6, 3, 108 6, 4, 142 6, 5, 170 6, 6, 206 7, 1, 35 7, 3, 20 7, 4, 135	
7, 5, 176 7, 6, 203 8, 1, 24 8, 1, 31 8, 2, 68 8, 3, 100 8, 4, 136	
8, 7, 221 8, 8, 239 8, 10, 328 9, 1, 34 9, 2, 67 9, 3, 94 9, 6, 196,	
9, 7, 224 9, 8, 255 9, 9, 288 9, 10, 320 10, 1, 32 10, 2, 64	
10, 3, 95 10, 5, 127 10, 5, 159 10, 6, 191 10, 7, 223 10, 8, 255	
10, 12, 351 10, 12, 380	

A FIZIKA TANÍTÁSA

A) Általános cikkek

Ankét a fizikusképzésről	4, 4
Bukocsy Ferenc: Az impulzustétel és néhány alkalmazása	6, 3, 93
Cornides István: Az egyetemi s a középiskolai fizikaoktatás kapcsolatai	1/1, 24
Csekő Árpád: Sok forgómozgás magyarázatában helytelen centrifugális erőről beszélni	2, 2, 44
Fényes Imre: Két szovjet tankönyv ismertetése	4, 5, 158
Gémesi József—Szabó János: Az egyetemi felvételi vizsgákról	8, 3, 89
Györgyi Géza: Elméleti fizikus iskolá a Mont-Blanc tövében	8, 1, 23
Gyulai Zoltán: Egy mechanikai analógia	3, 6, 163
Gyúdi Sándor: A körmozgás tanításának problémája	8, 2, 60
Hoffmann Tiborné: Hogyan igyekszik segíteni az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a fizikatanárok munkáját	1/1, 22
Jánossy Lajos: A centrifugális erőről szóló vitához	3, 1, 23
Juszkovics V. F.: A politéchnikai képzés kérdései a középiskolai fizika tanításban	3, 4, 104
Macke W.: A Drezdai Technische Hochschule magtechnikai fakultása	10, 3, 91
Madás László: Az összetett mozgások és a newtoni erőtvény	8, 6, 189
Marx György: A centrifugális erőről	3, 1, 20
Marx György: A mechanika alaptörvényeinek szerepe az oktatásban	5, 3, 69
Selényi Pál: Egy mechanikai analógia	4, 4, 119
Tarnóczy Tamás: A szovjet oktatási rendszer	8, 7, 230
Tarnóczy Tamás: Fizikusképzés Göttingenben	7, 5, 174
Turchányi György: A Szovjetunió szakköreiről	1/1, 7
Vermes Miklós: A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban	2/1, 7
Sir Robert Watson Watt: A tudományos dolgozók nevelése	6, 4, 126

B) Előadási kísérletek

Barna Péter—Groma Géza—Kurucz István—Keszthelyi László: Mérési feladatok a III. éves fizikus hallgatók laboratóriumában I., II.	8, 3, 94, 8, 4, 128
Benkő Károly—Tóth Lajos: Az inga lengésidejének függése a nehézségi gyorsulástól	7, 3, 78
Bernoldák Kálmán: Néhány középiskolai fizikai kísérlet	1/3, 14
Bikszon A. M., Jermolenko, V. D., Filanov A. A.: Diffrakciós szinkóp előállítása	4, 4, 115
Bódi Sándor: Négyszögjel-generátor alkalmazása kondenzátor tekercs-áramkör ki- és bekapcsolásánál fellépő jelenségek demonstrálására	8, 8, 259
Bodócs István: Indukált áramlökések iránymeghatározásának új módszere	7, 3, 81
Bodócs István: Sűrítők áramviszonyának tárgyalása ködfénylám-pával	10, 6, 220
Boros János: Néhány új kísérleti eszköz	1, 2, 25
Borsányi József—Koczás Gyula: Rádiópad	1/3, 18
Bujdosó Ernő: Alfa-részecskék kimutatása diapozitív lemezen	6, 5, 163
Csekő Árpád: Fényforrások fizikai kísérletekhez	1, 2, 30
Csekő Árpád: Hengerrudas keret alkalmazása forgómozgások bemutatására	4, 2, 51
Csekő Árpád: Elektromágneses zárási és nyitási áramerősségének vizsgálata	7, 1, 29
Csekő Árpád: A folyadékot tartó edény hőokozta tágulásának kimutatása	8, 2, 63
Csekő Árpád: Demonstrációs elektrométer feszültségfórással	9, 3, 89
Cserezhnyev József: Geiger—Müller számláló az atomfizika tanításában	6, 3, 99
Darvas Andor: Egyszerű áramlási kísérletek egyszerű eszközökkel	6, 4, 137
Gelléri Emil: Kísérletek hőérzékeny anyaggal	3, 2, 51
Gazdasági és Műszaki Akadémia I. ált. műszaki tanszékének munkaközössége: Néhány új mechanikai kísérleti eszköz	3, 2, 48
Gécs Mária—Keszthelyi Lajos: Magfizikai mérések a fizikusképzésben	6, 2, 68
Gyulai Zoltán: Néhány előadási kísérlet	1/1, 15
Gyulai Zoltán—Lévius Ernő: A Millikan-féle kísérlet modellszerű bemutatása	4, 4, 113
Hedvig Péter: Demonstrációs kísérletek a fizikushallgatók valószínűségi számítási előadásaihoz	9, 10, 317
Hidasi Lajos: Optikai rácsok másolása	6, 1, 24
Hobies László: A fizika középiskolai tantervéről	10, 6, 182
Huszkó Ernőné: Thomson képlet	5, 4, 117
Hrehuss Gyula: Diffúziós kódkamera	6, 5, 154

Illés Ferenc: Alfa részecskék Rutherford szóródásának vizsgálata atommagokon	10, 11, 348
Jeges Károly: Egyszerű ködkamra	1, 2, 27
Kassai Ernő: Az egyenletes mozgáshoz eszköz	5, 1, 75
Koczás Gyula: Egyszerű kísérleti eszköz a felületi feszültség kimutatására Pohl szerint	7, 6, 201
Koczás Gyula: Az elektromágneses lencse demonstrálása Crookes csővel	7, 6, 201
Koczás Gyula: Aero és hidrodinamikai készülék	9, 2, 62
Koczás Gyula: Sugárvédelmi feladatok iskolánkban	9, 2, 63
László Tihamér: A fajlagos elektromos töltés mérésének egy egyszerű és szemléletes módja a magnetron-módszer alapján	10, 3, 94
László Tihamér: Indukciós elvű mérőműszerek csengőtranszformátorból	18, 3, 92
Lengyel Sándor: Kettős ingakészülék harmonikus rezgőmozgások összetevésének bemutatására	8, 5, 167
Madas László: Tanszerkiállítás	5, 1, 25
Madas László: Kísérletek az univerzális fázisjelzővel	5, 6, 189
Madas László: A demokrációs csúsz	7, 3, 75
Makai Lajos: Szabadesés és rezgőmozgás kísérleti tanulmányozása	3, 5, 124
Makai Lajos: Az egyenesvonalú egyenletesen gyorsuló mozgás és a súrlódás kísérleti vizsgálata	4, 5, 153
Makai Lajos: Két mérőkísérlet az elektromosság tanából	4, 5, 155
Mátrai Imre: Demonstrálás függőleges síkban	5, 4, 116
Medgyessy Pál: Készülék egyirányú rezgések eredőjének szemléltetésére	1/3, 12
Nagy Zoltán: Az elektromosság elemi töltésének meghatározása Millikan módszerrel	9, 1, 26
Orvosi Fizikai Intézet Munkaközössége: Fotométer és polariméter	1/1, 16
Óveges József: A háromféle radioaktív sugárzás kimutatása egyszerű anyagokkal és eszközökkel	1/1, 17
Párkányi László: Az indukált feszültség kimutatása sűrűsítő elektroszkóppal	7, 3, 84
Pócsa Jenő—Sass Elemér: Egyszerű kísérletek optikai leképző rendszerek felbontóképességének tanítására	9, 8, 25
Prohászka Kamill: A Maxwell-féle elmélet a középiskolában	9, 9, 283
Prohászka Kamill: Az elektromosságtan mértékrendszere	10, 161, 315
Sas Elemér: Influenziagép keltette áram hőhatásának bemutatása	6, 1, 23
Szénán Oszkár: A napállandó mérése vizualizációval	9, 5, 161
Szénán Oszkár: Az első magyar nyelvű könyv az elektromosságról	10, 8, 252
Tamás Gyula: Vegyes kísérletek	1/3, 25
Tamás Gyula—Tarján Imre: Előadási kísérletek rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban I. II.	2, 3, 75, 3, 1, 22, 3, 2, 43, 3, 3, 75
Tamás Gyula: Néhány kísérlet piezoelektromos jelenség bemutatására	4, 4, 109
Tarján—Mátrai Imre: Demonstrálások leírása	5, 4, 116
Tarján Imre: Középiskolai kísérletek az indukcióra önindukcióra és a váltóáram tulajdonságaira	1/4, 20, 2, 1, 16
Tarján Imre: Egyszerű kísérletek	1/3, 21
Tarján Imre—Voszka Rudolf: Néhány kísérlet a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban	3, 5, 123
Tarján Imre—Voszka Rudolf: Váltóáram ábrázolása porfigurákkal	3, 6, 157
Tóth Lajos: Henger és gömb legördülése a lejtőn	3, 6, 158
Tóth Lajos—Benkő Károly: Spirálrugóra függesztett gömb rezgőmozgása, ha esséssel indul	8, 3, 91
Vermes Miklós: A fizika középiskolai tantervéről	10, 1, 30
Vermes Miklós: Egyszerű kísérletek a diffúzió megfigyelésére	10, 12, 375
Vermes Miklós: Mérőkísérletek az ellenállásnak a hőmérséklettől való függésére	9, 7, 219
Vermes Miklós: Folyadékok különböző hőkiterjedésének bemutatása	9, 7, 218
Vermes Miklós: Kísérlet a szabadesés úttörvényének megfigyelésére	1/1, 21
Vermes Miklós: Módszer fémek lineáris hőkiterjedésének megvizsgálására	4, 3, 93
Vermes Miklós: Készülék a gáztörvény bemutatására	4, 3, 93
Vermes Miklós: A forráspont csökkenése magasabb helyeken	4, 3, 91
Vermes Miklós: Áramlások hőterjedés bemutatása	4, 3, 92
Vozzary Pálné: Gázok hőkitaugulási együtthatójának meghatározása Melde-féle csővel	5, 5, 157
Werle J.: Elméleti fizikusok képzése Lengyelországban	10, 7, 219
Zserjekov G.: Technikai berendezések működési elvét szemléltető demonstrációs kísérletek	3, 5, 127

KÖNYVSZEMLE

Acta Physica Hungarica 1, 2, 37, 2, 1, 29, 2, 3, 85, 3, 1, 28, 3, 2, 57, 3, 5, 136, 4, 5, 153, 5, 2, 87	
MTA III. Osztály Közleményei 2, 3, 85, 3, 1, 28, 4, 5, 160, 5, 3, 85, 4, 5, 159, 5, 3, 87, 5, 4, 125, 6, 1, 54, 6, 5, 170	
Magyar Fizikai Folyóirat 3, 6, 164, 4, 2, 64, 4, 3, 96, 4, 5, 160, 5, 2, 85, 5, 4, 126, 5, 6, 194, 6, 3, 105, 6, 5, 173, 7, 1, 33, 7, 3, 88	

KFKI Közleményei 5, 4, 125, 5, 6, 195, 6, 1, 29, 6, 3, 106, 6, 4, 142, 6, 6, 206, 7, 4, 135, 8, 1, 30	
Acta Physica et Chemica, Szeged	8, 1, 28
Gombás: Theorie und Lösungsmethoden des Mehrteilchenproblems der Wellenmechanik (H. T.)	1, 2, 35
Hincsin: A statisztikai mechanika analitikai módszerei (F. I.)	1, 2, 36
Jusda—Csekő—Jeges—Óveges: Fizikai kísérletek és eszközök (V. M.)	1, 3, 28
Karpov: Műszaki hőtán (Sz. G.)	1, 3, 29
Kékessy—Freud—Marx—Nagy: Elméleti fizikai feladatok (B. A.)	1, 4, 26
Budó: Mechanika (Sz. G.)	1, 4, 26
Papalekszi: Fizika (H. T.—Sz. G.)	1, 4, 27
Gutenmacher: Elektromos modellek (N. Zs.)	2, 1, 22
Znamenszkij: Fizikai példatár (B. J.)	2, 1, 23
Novobátzky: A relativitás elmélete (M. T.)	2, 1, 24
Blohincev: A kvantummechanika alapjai (M. Gy.)	2, 2, 49
Korszkij: Az Atommag (Sz. G.)	2, 2, 49
Prekel: Bevezetés a fémek elméletébe (H. T.)	2, 3, 84
Vekszler—Grosev—Iszajev: Sugárzások vizsgálata (K. L.)	3, 5, 135
Broda: A rádiókémia újabb eredményei (B. L.)	3, 5, 135
Simonyi: Elméleti villamosságtan (E. J.)	3, 5, 136
Szirményin: Rádiótechnika kézikönyve (M. J.)	3, 5, 136
Gyulai: Kísérleti fizika (ankét)	3, 1, 26
Lőrös: Gesammelte Arbeiten (M. Gy.)	3, 2, 58
Szkanavai: A dielektrikumok fizikája (H. T.)	3, 2, 59
Csillagászati évkönyv 1954. (M. Gy.)	3, 2, 59
Moldzevcsik: Termodinamika (N. K.)	4, 4, 127
BLTE Természettudományi Karának Évkönyve (M. Gy.)	4, 4, 127
Ahieser—Pomerancuk: Fejezetek az elméleti magfizika köréből (M. Gy.)	4, 6, 190
Spolszkij: Atomfizika I. (Sz. J.)	4, 6, 190
Paragó—Pócsa: Elektronfizika (N. Zs.)	5, 3, 85
Horváth Árpád: A varázsinga (M. Gy.)	5, 3, 85
Slater: Mikrohullámú elektronika (Sz. G.)	5, 3, 86
Ljapunov: Hare a sebességért (V. M.)	5, 3, 86
Simonyi: Villamosságtan I. (M. Gy.)	5, 5, 162
Ivanenko—Szokolov: Klasszikus térelmélet (N. K.)	5, 5, 163
Valkó: Érzékszervek fizikája (T. Gy.)	5, 5, 164
Valkó: Mikrohullámú erősítőcsövek (A. A.)	6, 1, 30
Schimanek: Bánki Donát tudományos munkássága (M. Gy.)	6, 1, 30
Deszö Loránd: A Nap és hatásai Földünkön (M. Gy.)	6, 1, 31
Bronstein—Szemengyajeve: Matematikai zsebkönyv (N. Zs.)	6, 3, 106
Budinčevics—Román: Az atomok világában (H. J.)	6, 3, 107
Óveges: Az elektronok nyomában (Sz. J.)	6, 3, 108
Wilson: Villámok között (V. M.)	6, 4, 141
Óveges: Elektromosságtan és az élet (N. L.)	6, 4, 141
Óveges: A legújabb kor fizikája (N. L.)	6, 4, 141
Curie: Madame Curie (M. Gy.)	6, 5, 174
Spolszkij: Atomfizika I. második kiadása (B. A.)	6, 5, 174
Vöneký—Jurány: Hossz- és szögmerő műszerek (N. Zs.)	6, 6, 206
Zemanek: Információelmélet I. (Sz. J.)	7, 1, 32
Horváth: Elméleti optika (Gy. G.)	7, 1, 33
Fényes: Atommagugárzások mérése (K. L.)	7, 6, 204
Richter—Voss: A finommechanika szerkezeti elemei (N. Zs.)	7, 6, 204
Csillagászati Évkönyv 1957. (P. L.)	7, 6, 205
Hertzberg: Molekulaszerkezet és molekulaszínképek I. (Sz. J.)	8, 1, 28
Budó: Theoretische Mechanik (M. Gy.)	8, 1, 29
Kék könyvek (M. Gy.)	8, 1, 30
Röntgendiffrakciós adatkatalógus (M. Gy.)	8, 2, 68
Novobátzky—Neugebauer: Theoretische Elektrizitätslehre (M. Gy.)	8, 4, 135
Marx: Kvantummechanika (A. Gy.)	8, 6, 199
Bozóky: Védekezés atommagugárzás ellen (B. E.)	8, 8, 262
Zemanek: Információelmélet II. (Sz. J.)	8, 8, 263
Tarján: Gondolkodó gépek (T. T.)	8, 8, 263
Heisenberg: A mai fizika világképe (F. I.)	8, 10, 327
Mielke H.: Ut a végtelenbe (M. Gy.)	9, 2, 67
Magyar Endre: Grafikus számítások a hűradástechnikában	9, 3, 93
Horváth Árpád: Az óra regénye	9, 3, 93
Vermes Miklós: Relativitáselmélet (K. F.)	9, 4, 125
Spolszkij E. V.: Atomfizika (Sz. J.)	9, 7, 222
Novobátzky Károly: A fizikai megismerés úttörői (M. Z. J.)	9, 7, 223
Vermes: Tanári segédkönyv	9, 1, 25
A Természettudományi Közlöny 1959. évfolyama	10, 7, 223
Csillagászati Évkönyv	10, 5, 159
Dushman: Vákuumtechnika (K. L.)	10, 1, 63
Fényes—Nagy: Mikrofizika (M. Gy.)	10, 8, 222
Gombás: Statistische Behandlung des Atoms (G. R.)	10, 3, 97
Heiler: A sugárzás kvantumelmélete (H. J.)	10, 4, 125
Heim: A kozmosz korszaka (—I—)	10, 10, 319
Infeld: Einsteint (M. Gy.)	10, 4, 125
Keszthelyi: Atomok és atomi részecskék	10, 4, 124
Schuder: A boszorkány fia (M. Gy.)	10, 10, 287
Száva: Szirakuzai óriás (M. Gy.)	10, 10, 320
Új magyar lexikon (I—A)	10, 10, 318